



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Nukleare Sicherheitsforschung

SIKADE-2

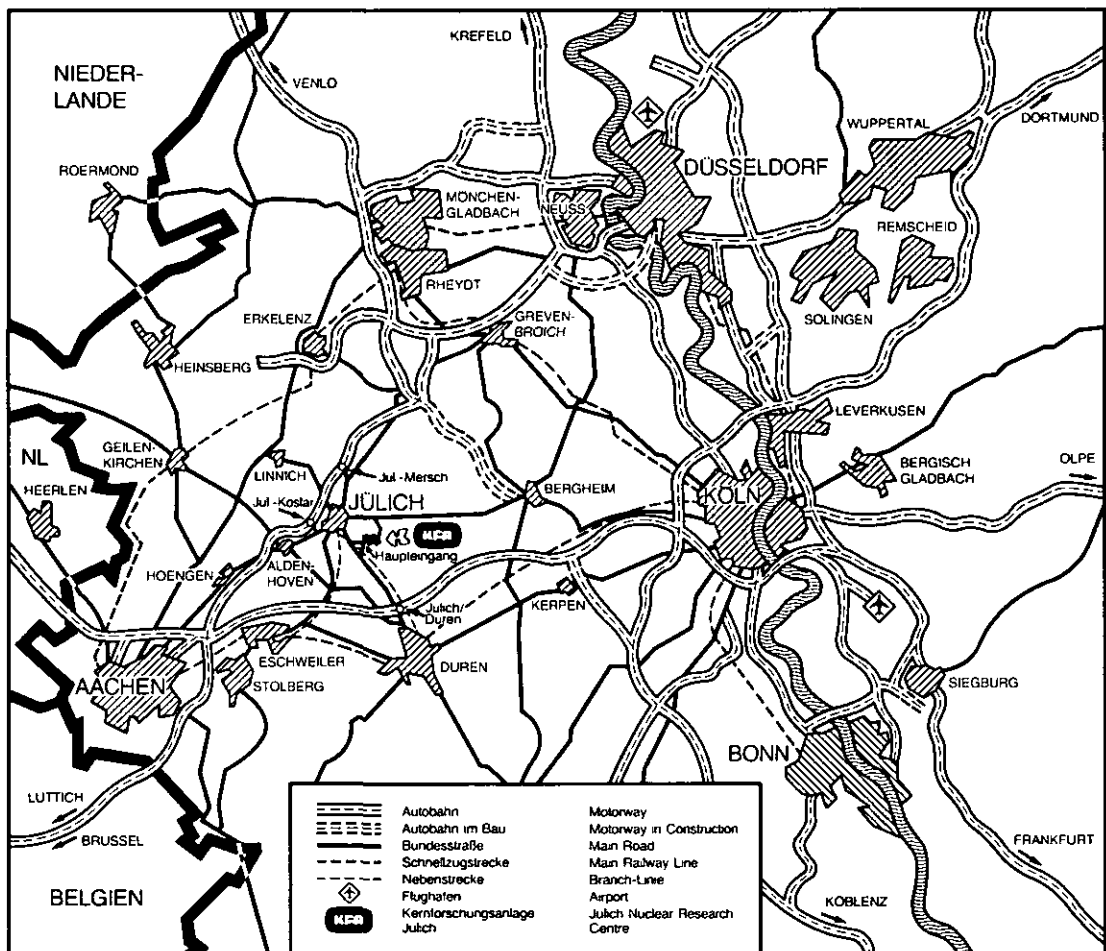
**Ein Computerprogramm zur Simulation
der Dynamik von gasbeheizten
Dampferzeugern**

Beschreibung und Benutzeranleitung

von

G. Meister

**Jül-Spez-544
Dezember 1989
ISSN 0343-7639**



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 544

Institut für Nukleare Sicherheitsforschung Jül-Spez-544

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 024 61 / 61-0 · Telex: 833 556 kfa d

SIKADE-2

**Ein Computerprogramm zur Simulation
der Dynamik von gasbeheizten
Dampferzeugern**

Beschreibung und Benutzeranleitung

von

G. Meister

Inhaltsverzeichnis

Zweck und Anwendungsbereich des Programms	1
1. Modellierung	3
1.1. Das System der Erhaltungsgleichungen	6
2. Thermohydraulische Korrelationen.	10
2.1. Schlupf-Korrelation	10
2.2. Reibungs-Korrelation	12
2.3. Wärmeübergang an der Wand	14
2.4. Verdampfung und Kondensation	21
2.4.1. Blasensieden	21
2.4.2. Verdampfung von dispergiertem Wasser.	27
2.5. Kritische Wärmestromdichte für Blasensieden und "Dry-out".	29
2.6. Druckdifferenzen an Querschnittsänderungen.	31
2.6.1. Querschnitts-Erweiterung	32
2.6.2. Querschnitts-Verminderung	32
2.6.3. Kritische Ausströmung.	35
2.7. Wärmeübergang und Reibung im Primärkanal.	38
3. Numerische Integration	40
3.1. Numerischer Algorithmus	40
3.2. Differentialgleichungssystem der finiten Volumina.	42
3.2.1. Fluidodynamische Gleichungen	42
3.2.2. Wärmetransport in der Wand	45
3.3. Lösung des Gleichungssystems der finiten Volumina	48
3.3.1. Iterations-Verfahren	48
3.3.2. Wärmeleitungsgleichung	53
3.3.3. Impulsgleichung	55
3.3.4. Berechnung des stationären Anfangszustands.	57
4. Analytische Darstellung der thermodynamischen Materialgrößen.	59
5. Spezifikation der Dampferzeuger-Geometrie	63
6. Randbedingungen.	65
6.1. Spezifikation zeitabhängiger Randbedingungen durch Dateneingabe	66
6.2. Programmierte Steuerung zeitabhängiger Randbedingungen.	67
6.3. Steuerung von Randbedingungen durch Steuerparameter.	68
7. Datenausgabe	69
8. Graphik-Option	70
9. "Restart"-Option	72
Zitierte Literatur.	73
ANHANG 1: Formelsymbole	77
ANHANG 2: Bezeichnung und Bedeutung programminterner Größen.	79
ANHANG 3: Eingabebeschreibung	85

Zweck und Anwendungsbereich des Programms

Im folgenden wird ein Simulationsprogramm vorgestellt, welches zur Analyse des dynamischen Verhaltens von gasbeheizten Dampferzeugern entwickelt wurde. Dem Programm liegt eine fortgeschrittene Modellierung der Zweiphasen-Strömung zugrunde. Das numerische Verfahren ist geeignet, auch schnelle Transienten und Betriebszustände, wie sie nur unter Störfallbedingungen vorkommen, zu analysieren.

Kondensations- und Verdampfungs-Effekte in der Zweiphasen-Strömung sind in einer Weise modelliert, daß Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht erfaßt werden. Diese Abweichungen können entscheidend für die dynamische Stabilität der Zweiphasen-Strömung sein. In jetzt vorliegenden Form ist das Programm in der Lage, bestimmte Instabilitäts-Typen zu simulieren. Eine Weiterentwicklung zur Erfassung weiterer Instabilitäts-Effekte ist geplant.

Randbedingungen, wie die Eintrittsmassenströme beider Kanäle, die Eintrittstemperaturen sowie die Eintritts- und Austrittsdrücke können durch Eingabe oder programmierte Steuerung als zeitabhängige Funktionen eingepreßt werden, sodaß ein breites Spektrum von Transienten erzeugt werden kann. Im Sekundärkanal ist im Verlauf einer Transiente Stagnation und Strömungsumkehr zugelassen.

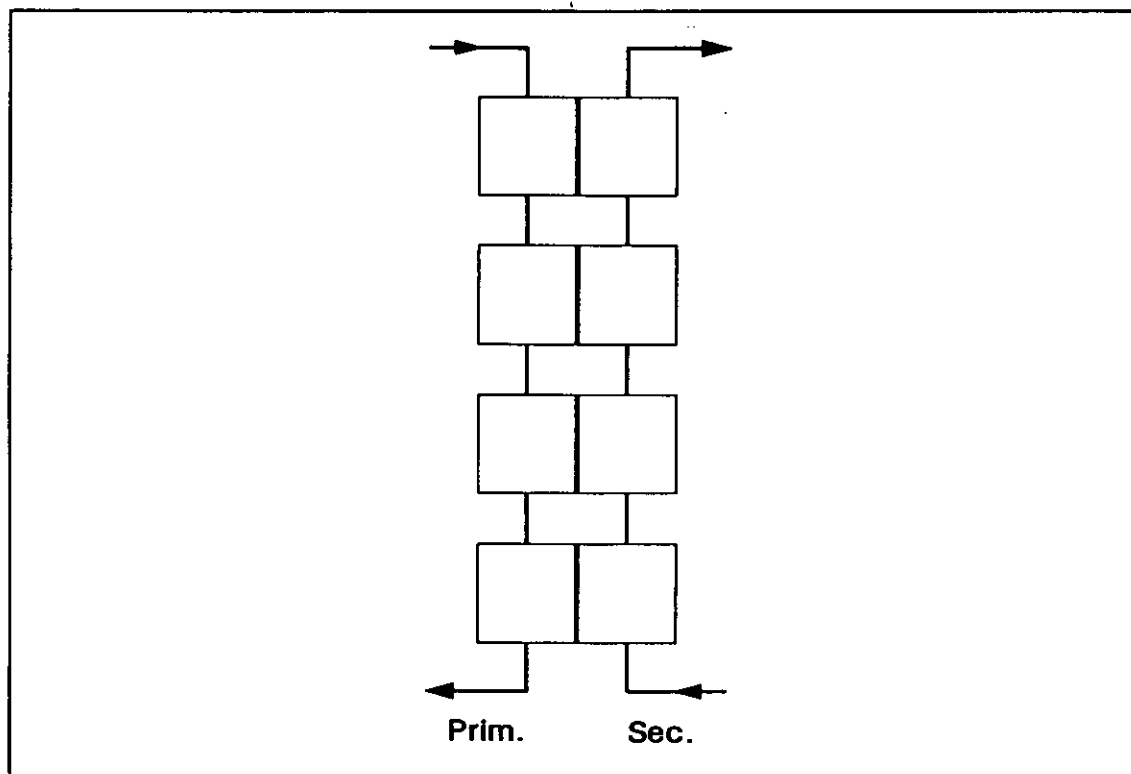


Abbildung 1: Schema der Modellierung eines Gegenstrom-Dampferzeugers

Das Programm geht stets von einem stationären Anfangszustand aus. Dieser Anfangszustand wird aus vorgegebenen Anfangsbedingungen errechnet und dient als Anfangswert für die transiente Simulation. Das Programm ist in der Lage, auch solche Anfangszustände zu errechnen, die sich bei einer Störung der Randbedingungen als dynamisch instabil erweisen.

In der vorliegenden Version des Programms wird der Dampferzeuger als eine Serie von strömungsmäßig hintereinanderliegenden Sektionen dargestellt, wobei jeder Sektion unterschiedliche geometrische Daten und unterschiedliche Materialdaten zugewiesen werden können. Dies ist erforderlich, weil in der Regel die verschiedenen Teile eines Dampferzeugers, wie Vorwärmer, Verdampfer und Überhitzer geometrisch und materialmäßig unterschiedlich ausgelegt werden.

Der Sekundärkanal ist als die Gesamtheit der Strömungsquerschnitte aller parallel durchströmten Dampferzeuger-Rohre zu interpretieren. Damit wird unterstellt, daß alle parallelen Rohre in gleicher Weise beheizt werden.

Im Primärkanal können die Dampferzeuger-Rohre parallel zum Gasstrom angeordnet sein, aber auch in Form von Rohrbündeln, die quer angeströmt werden.

Der Primär- und Sekundär-Kanal der einzelnen Sektionen ist in der Regel durch die Wärmeleitung in den Rohrwänden thermisch gekoppelt. Es ist aber auch möglich, durch Eingabe-Spezifikation die Kanäle beliebiger Sektionen thermisch zu entkoppeln. Letzteres kann dann notwendig sein, wenn zum Beispiel eine Sektion lediglich eine Verbindungsleitung darstellen soll, die nicht im Wärmeaustausch mit ihrer Umgebung steht.

Die Abbildung 1 zeigt das Modellierungs-Schema für einen Dampferzeuger, der im Gegenstrom arbeitet. Es können jedoch sowohl Gegenstrom-, als auch Gleichstrom-Dampferzeuger modelliert werden.

1. Modellierung

Das mathematische Modell, welches dem Programm zugrundeliegt, besteht aus einem System gekoppelter partieller Differentialgleichungen in Raum und Zeit. Die Gleichungen für die Fluidodynamik sind räumlich eindimensional angesetzt, die Fluid-Variablen sind deshalb als Mittelwerte über den Kanalquerschnitt zu interpretieren. Der Wärmetransport in der Wand hingegen, wird durch eine zweidimensionale Wärmeleitungsgleichung beschrieben, die sowohl die transversale, als auch die axiale Wärmediffusion in den Verdampferrohren beschreibt. Die fluidodynamischen Gleichungen in beiden Strömungskanälen sind mit der Wärmeleitungsgleichung für die Wand durch Wärmeübergangs-Korrelationen gekoppelt.

Die Zweiphasen-Strömung wird durch ein System von Differentialgleichungen modelliert, welche Erhaltungssätze für Masse, Energie und Impuls darstellen. Die im Prinzip aufwendigste Modellierung würde aus einem System von 6 gekoppelten partiellen Differential-Gleichungen bestehen und zwar je einem Satz aus zwei Erhaltungsgleichungen für jede der beiden Phasen. Jedes Paar dieser Gleichungen muß durch Phasen-Transfer-Koeffizienten gekoppelt werden, die den Massen-, Energie- und Impulsaustausch zwischen beiden Phasen beschreiben. Da dem Gewinn an Masse, Energie oder Impuls in einer Phase ein entsprechender Verlust in der anderen Phase gegenübersteht (und umgekehrt), haben diese Transfer-Koeffizienten in den Gleichungspaaren den gleichen absoluten Wert, jedoch umgekehrtes Vorzeichen. Bildet man also die Summe der Massen- Energie- und Impulsgleichung für beide Phasen, so fallen die Transfer-Koeffizienten heraus. Diese Summengleichungen werden als "Mischungsgleichungen" bezeichnet. Für die numerische Integration haben sie wegen ihrer größeren Einfachheit praktische Vorteile. Das ursprüngliche Gleichungssystem ist mit einem System aus drei Mischungsgleichungen, ergänzt durch jeweils eine der beiden Phasen-Gleichungen mathematisch äquivalent.

Das vollständige Gleichungssystem ist in zahlreichen Artikeln formuliert und diskutiert worden. Wir verweisen hier (ohne Anspruch auf Vollständigkeit) auf die Monographie von S.L. Soo /1/ und die von M.Ishii /2/, ferner auf die Publikationen /4/, /5/ und /6/ sowie eine neuere Publikation von G. Yadigaroglu und R.T. Lahey Jr. /3/, die eine Übersicht über verschiedene Formen dieses Gleichungssystems gibt. Die praktische Schwierigkeit bei der Verwendung des vollständigen Gleichungssystems resultiert aus dem gegenwärtig noch unvollständigen Wissensstand über die erwähnten Transfer-Funktionen. Sie dürften im allgemeinen komplizierte Funktionen sein, die von Position zu Position in der Strömung variieren, da sie von der lokalen Strömungskonfiguration abhängen.

Man behilft sich z.Zt. damit, daß man die drei Mischungsgleichungen ansetzt und die fehlende Information aus den Phasen-Gleichungen durch empirische Korrelationen ersetzt, die durch Auswertung von Messungen gewonnen wurden.

Für die Impulsgleichung sind dies Korrelationen für den Zweiphasen-Reibungskoeffizienten und die sog. "Schlupf"-Korrelation. Letztere gibt das Verhältnis der Dampfgeschwindigkeit zur Wassergeschwindigkeit (jeweils gemittelt über den Kanalquerschnitt) an. Da dieses Verhältnis wesentlich durch den Impulsaustausch zwi-

schen beiden Phasen bestimmt ist, impliziert die Schlupfkorrelation effektiv Annahmen über den Impulsaustausch.

Der Zweiphasen-Wärmeübergang an der Wand ist nur dann einfach beschreibbar, wenn die Bedingungen für einen konvektiven Wärmeübergang wie bei einer Einphasenströmung vorliegen. Mit zunehmender Fluidtemperatur und zunehmendem Dampfgehalt geht der Wärmeübergang in den Bereich des partiellen Blasensiedens, des voll entwickelten Blasensiedens und des Übergangs- oder Filmsiedens über. In diesen Bereichen ist der Wärmeübergang in der Realität mit mehr oder weniger heftigen lokalen Fluktuationen des Fluidzustands an der Wand verbunden. Diese transienten Vorgänge werden in dem hier beschriebenen Programm nicht nachvollzogen, da für diese Bereiche empirische Korrelationen benutzt werden, die zeitliche Mittelwerte von Meßwerten sind und deshalb "geglättete" Resultate liefern. Das Programm ermittelt die dem lokalen Strömungszustand zugeordnete Wärmeübergangs-Korrelation an Hand von Kriterien und legt sie der Berechnung der lokalen Wärmestromdichte zugrunde.

Die aus der Literatur verfügbaren Korrelationen sind teilweise rein empirisch, teilweise aus theoretischen Ansätzen hergeleitet, die nicht auf alle vorkommenden Strömungszustände anwendbar sind. Ihre Verwendung ausserhalb des durch Messungen abgesicherten Bereichs kann deshalb problematisch sein. In das Programm sind diese Korrelationen in Form von Unterprogrammen eingebaut, die leicht austauschbar sind, sodaß die Implementierung von alternativen Korrelationen ohne Eingriff in das Hauptprogramm möglich ist.

Das Problem des Massentransfers zwischen beiden Phasen kann in seiner einfachsten Form durch die Annahme thermodynamischen Gleichgewichts eliminiert werden. Diese Annahme beinhaltet, daß der Massentransfer gleich null gesetzt wird, solange die Fluidtemperatur unterhalb der Sättigungstemperatur liegt, während er im Verdampfungsbereich so bemessen wird, daß die Fluidtemperatur auf Sättigungstemperatur verbleibt, solange noch ein Wasseranteil vorhanden ist.

Die Annahme thermodynamischen Gleichgewichts führt zu nicht akzeptablen Abweichungen zwischen berechneten und experimentellen Ergebnissen. Dies ist vor allem bei mäßigen Drücken der Fall, bei denen das Verhältnis von Wasser- und Dampfdichte groß ist. Die Abweichungen sind hauptsächlich dadurch bedingt, daß der Effekt des unterkühlten Siedens ignoriert wird, welcher einen erheblichen Dampfgehalt der Strömung im Bereich unterhalb der Sättigungstemperatur zur Folge haben kann.

Die Abbildung 2 zeigt einen gemessenen Druckabfall über einem beheizten Kanal in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit am Eintritt /8/. Die Druckverlustkurve ohne Beheizung ist zum Vergleich eingezeichnet. Im letzteren Fall ist der Druckverlust praktisch ausschließlich durch Reibung bedingt und zeigt die typische, etwa quadratische Abhängigkeit vom Massenstrom. Bei Beheizung des Kanals sind die Reibungsdruckverluste nur dann dominierend, wenn der Massenstrom so hoch ist, daß im Kanal kein oder nur wenig Dampf gebildet wird. Die Abbildung zeigt, daß der Reibungsdruckverlust im Bereich hoher Massenströme etwas niedriger ist, als ohne Beheizung. Dies ist eine Folge der mit zunehmender Temperatur abnehmenden Fluidviskosität. Wenn bei abnehmendem Durchsatz im Kanal Dampf gebildet wird, steigen die Reibungsdruckverluste (bezogen auf den gleichen Massenstrom) an, hauptsächlich weil sie der mittleren

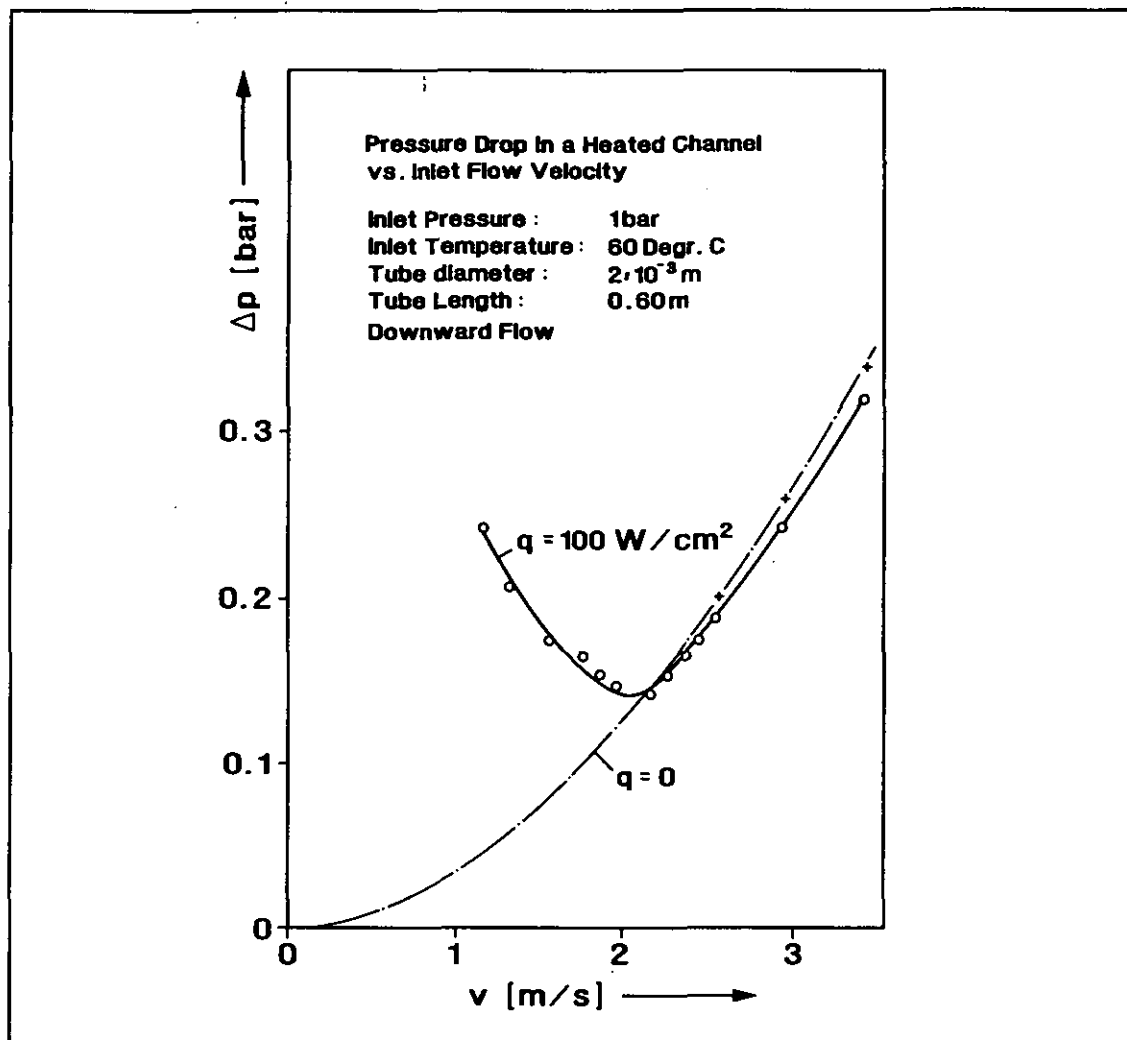


Abbildung 2: Druckverlust-Charakteristik eines beheizten Annularkanals

Fluiddichte umgekehrt proportional sind und weil durch die Dampfbildung zusätzliche Druckverluste durch Beschleunigung auftreten. Es zeigt sich, daß im Bereich des Minimums der Druckverlust-Kurve die Beschleunigungs-Druckverluste dominierend sind. Die dargestellte Druckverlust-Charakteristik ist verantwortlich für die sogenannte Leddinegg-Instabilität [6] von Zweiphasen-Strömungen. Die Instabilität ist dadurch bedingt, daß einer eingprägten Druckdifferenz mehrere Massenströme zugeordnet sein können. Die ausgezogene Druckverlustkurve ist eine mit dem Programm SIKADE-2 berechnete Kurve wobei das im folgenden beschriebene Modell des unterkühlten Siedens zugrunde gelegen hat. Die Bedeutung dieser Modellierung ist bei der Auswertung dieser Messungen dadurch deutlich geworden, daß bei der Annahme thermodynamischen Gleichgewichts für die angegebenen Versuchsbedingungen praktisch keine Dampfbildung vorausgesagt wird, sodaß sich eine Druckverlustkurve ergibt, die nur wenig von der eines unbeheizten Kanals abweicht.

1.1. Das System der Erhaltungsgleichungen

Das Zweiphasen-Modell des Programms SIKADE-2 basiert auf einem System von vier Differentialgleichungen, bestehend aus den drei Mischungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls, sowie einer Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase. Die Gasdynamik des Primärkanals wird durch ein entsprechendes Gleichungssystem, bestehend aus einer Massen-, Energie- und Impulsgleichung beschrieben. Im übrigen wird im folgenden auf diese Gleichungen nicht näher eingegangen, da sie ein Spezialfall der im folgenden erörterten Gleichungen für die Zweiphasen-Strömung sind.¹

Die Mischungs-Kontinuitätsgleichung der Zweiphasen-Strömung lautet

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial m}{\partial z} = 0 \quad (1.1)$$

wobei

$$\rho = \rho_w (1 - \alpha) + \rho_s \alpha \quad (1.2)$$

die mittlere Fluidichte und $m = m_w + m_s$ die über den Querschnitt gemittelte Gesamt-Massenstromdichte ist. α ist der über den Strömungsquerschnitt gemittelte Wert des volumetrischen Dampfanteils. Für die über den Querschnitt gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten gilt dann

$$\rho_w (\overline{v_w} - \alpha \overline{v_w}) = m_w ; \quad \rho_s \alpha \overline{v_s} = m_s \quad (1.3)$$

oder

$$\overline{v_w} = \frac{m_w}{\rho_w (1 - \alpha C_w)} ; \quad \overline{v_s} = \frac{m_s}{\rho_s \alpha C_s} \quad (1.4)$$

wobei

$$C_w = \frac{\overline{\alpha v_w}}{\alpha \overline{v_w}} ; \quad C_s = \frac{\overline{\alpha v_s}}{\alpha \overline{v_s}} \quad (1.5)$$

Parameter sind, die die Verteilung der beiden Phasen über dem Strömungsquerschnitt charakterisieren. Diese Parameter sind gleich eins, wenn die Verteilung homogen ist. In der Realität ist dies in der Regel nicht der Fall, sie erweisen sich vielmehr u.a. als eine Funktion des lokalen volumetrischen Dampfgehalts und sind deshalb ortsabhängig. Für $\alpha \rightarrow 1$, d.h. beim Übergang in eine reine Dampfströmung muß jedoch C_s definitionsgemäß den Wert 1 annehmen.

Im Programm werden Strömungsgeschwindigkeiten verwendet, die durch die Formeln

$$v_w = \frac{m (1 - x)}{\rho_w (1 - \alpha)} ; \quad v_s = \frac{m x}{\rho_s \alpha} \quad (1.6)$$

¹ Die Bedeutung der in den folgenden Abschnitten benutzten Formelsymbole ist im Anhang 1 erklärt.

definiert sind. Dabei ist x das als Dampfqualität bezeichnete Verhältnis des Dampf-massenstroms zum Gesamt-Massenstrom:

$$x = \frac{m_s}{m_w + m_s} \quad (1.7)$$

Die durch (1.6) definierten Geschwindigkeiten sind nicht mit den mittleren Geschwindigkeiten nach (1.4) identisch. Sie werden aber in der Literatur häufig benutzt.

Die Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase kann in der Form

$$\frac{\partial[\rho_s \alpha]}{\partial t} + \frac{\partial m_s}{\partial z} = -\Gamma_c + \Gamma_{ev} - \frac{P_h}{A} (\Gamma'_c - \Gamma'_{ev}) \quad (1.8)$$

geschrieben werden, während die entsprechende Phasengleichung für Wasser

$$\frac{\partial[\rho_w (1 - \alpha)]}{\partial t} + \frac{\partial m_w}{\partial z} = \Gamma_c - \Gamma_{ev} + \frac{P_h}{A} (\Gamma'_c - \Gamma'_{ev}) \quad (1.9)$$

lautet.

Die Mischungs-Energiegleichung ist in der Form

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(m_h + m_{kin})}{\partial z} = \frac{P_h}{A} q'' \quad (1.10)$$

angesetzt, wobei die spezifische innere Energie durch

$$u = \rho_w (1 - \alpha) h_w + \rho_s \alpha h_s - p + e_{kin} \quad (1.11)$$

gegeben ist und die Enthalpiestromdichte durch

$$m_h = \rho_w (1 - \alpha) v_w h_w + \rho_s \alpha v_s h_s. \quad (1.12)$$

Führt man die Dampfqualität ein, so kann man die Enthalpiestromdichte auch in der Form

$$m_h = m_w h_w + m_s h_s = m [(1 - x) h_w + x h_s] \quad (1.11)$$

schreiben.² Für die Dichte und die Stromdichte der kinetischen Energie ergibt sich

² Die durch die Formel (1.7) definierte Dampfqualität unterscheidet sich von einem gelegentlich in der Literatur benutzten Begriff, der ebenfalls als Dampfqualität bezeichnet wird. Diese ("thermodynamische") Qualität ergibt sich, wenn man den Dampfmassenstrom aus einer stationären Energiegleichung unter Vernachlässigung der kinetischen Terme und unter der Annahme thermodynamischen Gleichgewichts berechnet. Dem unterkühlten Bereich werden negative Dampfqualitäten zugeordnet, die durch $(h_w - h_{sat}) / h_{ev}$ definiert sind. Negative Dampfqualitäten nach Formel (1.7) haben eine andere Bedeutung. Sie beschreiben Strömungen, in denen der Dampf-Massenstrom eine andere Richtung als der Gesamt-Massenstrom hat. Auch im Verdampfungsbereich weichen die aus (1.7) errechneten Werte im allgemeinen von der thermodynamischen Dampfqualität ab, weil das Programm kein thermodynamisches Gleichgewicht voraussetzt. Die Gleichgewichts-Dampfqualität wird im Programm jedoch ebenfalls errechnet, weil sie in manchen Korrelationen als Parameter benutzt wird.

$$e_{\text{kin}} = \frac{1}{2} [\rho_w (1 - \alpha) v_w^2 + \rho_s \alpha v_s^2] ; m_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m [(1 - x) v_w^2 + x v_s^2] . \quad (1.14)$$

In der Energiegleichung sind Terme von untergeordneter Bedeutung, wie z. B. die Energiedissipation durch Reibung in der Strömung, der Beitrag der potentiellen Energie und die Wärmediffusion vernachlässigt.

Die Mischungs-Impulsgleichung ist in der Form

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} [m_w v_w + m_s v_s] = - \frac{\partial p}{\partial z} - g \rho \cos \theta - \frac{P_f}{A} \tau_w \quad (1.15)$$

angesetzt. Die im Reibungsterm erscheinende Wandschubspannung wird aus einer Zweiphasen-Reibungskorrelation berechnet.

Das Gleichungssystem (1.1) bis (1.15) ist nicht vollständig, weil das Verhältnis der Dampf- zur Wasser-Massenstromdichte aus diesen Gleichungen nicht errechnet werden kann. Der Grund hierfür ist das Fehlen einer zweiten Impulsgleichung. Sie wird in der vorliegenden Programm-Version durch eine empirische Schlupf-Korrelation ersetzt. Die Schlupfkorrelation berechnet das Verhältnis der durch (1.6) definierten Dampf- bzw. Wassergeschwindigkeit als Funktion der lokalen Strömungskonfiguration. Das Schlupfverhältnis ist also durch

$$s = \frac{v_s}{v_w} \quad (1.16)$$

definiert. Wenn das Schlupfverhältnis bekannt ist, errechnet sich die Dampfqualität unter Verwendung der Gleichungen (1.6) aus

$$x = \frac{s \rho_s \alpha}{\rho_w (1 - \alpha) + s \rho_s \alpha} \quad (1.17)$$

Die Formel zeigt, daß der Schlupf wie eine Modifikation der Dampfdichte wirkt. Der Formalismus für eine beliebige Strömungs-Konfiguration kann demnach formal auf die einer homogenen Strömung zurückgeführt werden, wenn die Dampfdichte durch die effektive Dampfdichte $\rho'_s = s \rho_s$ ersetzt wird. Die Vorgehensweise ist allerdings formal deshalb, weil im allgemeinen das Schlupfverhältnis selbst noch vom lokalen volumetrischen Dampfgehalt abhängt.

Im Bereich der Dampfblasen-Strömung liegt der Schlupf im Bereich von 1,0 bis 1,2. Schlupf-Werte größer als 1 kommen hier dadurch zustande, daß Dampf vorwiegend im zentralen Bereich der Strömung transportiert wird, wo die Fluidgeschwindigkeit im Mittel größer ist, als in den Bereichen, in denen Wasser überwiegt. Bei einer "separierten" Strömung zur der die Annular-Strömung gehört, sind wesentlich größere Werte des Schlupf-Verhältnisses möglich. Außerdem macht sich eine Abhängigkeit von der Strömungsrichtung bemerkbar, die bei einer Blasenströmung praktisch nicht ins Gewicht fällt. Bei Aufwärtsströmung zeigt der Wasserfilm auf der Wand infolge Gravitation eine verstärkte Tendenz, gegenüber der Dampfströmung zurückzubleiben. Entsprechend zeigt er bei Abwärtsströmung eine Tendenz, vorzueilen. Zu diesem Verteilungs-Schlupf kommt noch ein Dispersions-Schlupf, bedingt durch die Relativbewegung der in der Dampfströmung transportierten Wassertropfen. Beide Schlupfeffekte sind dann beson-

ders ausgeprägt, wenn der Impulsaustausch zwischen den verschiedenen Schichten der Strömung klein ist. Im Extremfall kann der Schlupf negative Werte annehmen, wenn bei geringem Impulsaustausch die Dampfströmung aufwärts gerichtet ist während der Wasserfilm nach unten fließt. Schlupf-Korrelationen, die derartige Situationen erfassen, sind bisher nicht in das Programm eingebaut worden. Es erscheint nicht ganz sicher, ob sie mit einer einzelnen Mischungs-Impulsgleichung modelliert werden können.

Reibung und Schlupf in einer Zweiphasen-Strömung sind Größen, die eng korreliert sind. Reibungs- und Schlupfkorrelationen sollten deshalb nach Möglichkeit zueinander passen. Bei dem heutigen Wissensstand kann jedoch die Erfüllung dieser Forderung nicht immer gewährleistet werden.

Das Programm enthält eine Modellierung der in der Dampfphasengleichung (1.8) auftretenden Oberflächen-Verdampfung Γ'_{ev} , der Volumkondensation Γ_c und der Volumverdampfung Γ_{ev} . Oberflächen-Verdampfung und Volumkondensation beschreiben den Vorgang des unterkühlten Siedens. Volumverdampfung bestimmt das Anwachsen von Dampfblasen in der Wasserströmung sowie die Verdampfung von Wassertropfen in einer Dampfströmung. Dabei wird angenommen, daß bei niedrigem Dampfgehalt im Kernbereich eine homogene Blasenströmung vorliegt, die mit zunehmenden Dampfgehalt in eine Annularströmung übergeht, die durch einen Wasserfilm auf der Oberfläche und einem bestimmten Wasseranteil in Form von Wassertropfen in der Kern-Dampfströmung gekennzeichnet ist.

Im Bereich des unterkühlten Siedens werden Dampfblasen in der überhitzten Grenzschicht an der Wand gebildet, sobald die Differenz zwischen Wand- und Sättigungstemperatur einen bestimmten Wert überschreitet. Wenn die Dampfblasen über die Grenzschicht hinauswachsen oder sich von der Wand ablösen, rekondensieren sie durch Kontakt mit der unterkühlten Kernströmung. Dampfblasenwachstum und Rekondensation sind in zahlreichen Artikeln theoretisch analysiert worden. Ein Überblick über einschlägige Arbeiten findet sich in /1/. Dem Programm liegt ein Modell zugrunde, welches in /4/ dargestellt und an Hand experimenteller Ergebnisse verifiziert ist.

Die Volumkondensationsrate wird im Programm in der Form

$$\Gamma_c = \lambda_B \rho_s \alpha \quad (1.18)$$

angesetzt, wobei λ_B ein Parameter ist, der der lokalen Fluidunterkühlung $T_{sat} - T_f$ im wesentlichen proportional ist. In der Dampf-Kontinuitätsgleichung (1.8) bildet der Ansatz (1.18) einen Verzögerungsterm erster Ordnung. Er repräsentiert die endliche Kondensationszeit bzw. die endliche Wachstumsgeschwindigkeit von Dampfblasen, die in Kontakt mit der flüssigen Phase stehen. Bei Fluidtemperaturen unterhalb der Sättigungstemperatur ist λ_B eine positive Größe, die als der Reziprokwert der Dampfblasen-Lebensdauer interpretiert werden kann. Negative Werte von λ_B beschreiben Dampfblasen-Wachstum bei Fluidtemperaturen oberhalb der Sättigungstemperatur. Die Temperatur-Abhängigkeit bewirkt, daß die Blasenlebensdauer eine mit dem Ort stark variierende Größe ist und im Bereich starker Unterkühlung sehr kleine Werte annehmen kann.

Der Erzeugungsrate der Dampfblasen an der Wand ist eine Größe, die oberhalb der Einsatztemperatur für das Blasensieden rasch mit steigender Wandüberhitzung

$T_{\text{wand}} - T_{\text{sat}}$ ansteigt. Diese Annahme stützt sich auf Messungen von Rallis und Jawurek /7/, die unter Naturkonvektionsbedingungen ausgeführt wurden. Die für die Blasenbildung erforderliche Energie wird durch den Anteil des latenten Wärmestroms an der Wand gedeckt, sodaß die Verdampfungs-Stromdichte in der Form

$$\Gamma'_{\text{ev}} = \frac{q''_{\text{lat}}}{h_{\text{ev}}} \quad (1.19)$$

geschrieben werden kann.

2. Thermohydraulische Korrelationen.

2.1. Schlupf-Korrelation

Schlupfkorrelationen für Dampferzeuger müssen im gesamten Verdampfungsbereich von $x = 0$ bis $x = 1$ gültig sein. Dies ist bei den in Literatur vorgestellten Korrelationen nicht immer der Fall.

Die Schlupfkorrelation des Programms ist im Unterprogramm SLIPCO programmiert. Eingebaut ist in der vorliegenden Programm-Version eine Korrelation, die von Zuber und Findlay /8/ vorgeschlagen wurde, aber modifiziert werden mußte, da sie in ihrer ursprünglichen Form nur für kleine Werte von x verwendbar ist. Die Korrelation hat die Form

$$\alpha = \frac{x}{C_w [x + \frac{\rho_s}{\rho_w} (1 - x)] + \frac{\rho_s}{m} v_D} \quad (2.1.1)$$

wobei C_w der mit Gleichung (1.5) definierte Radialverteilungsparameter ist. Die Parameter C_w und C_s sind gleichgesetzt. v_D ist die Relativgeschwindigkeit von Dampfblasen in der als kontinuierlich angenommenen Wasser-Strömung ("Driftgeschwindigkeit"). Für v_D werden Korrelationen für die (asymptotische) Steiggeschwindigkeit von Gasblasen der Dichte ρ_s in einer Flüssigkeit der Dichte ρ_w benutzt. Für eine turbulente Blasenströmung wird die Formel

$$v_D = 1.53 \left\{ \frac{g(\rho_w - \rho_s)}{\rho_w^2} \right\}^{1/4} \quad (2.1.2)$$

vorgeschlagen und für den Fall einer Kolbenblasen-Strömung

$$v_D = 0.35 \left\{ \frac{g(\rho_w - \rho_s)d_H}{\rho_w} \right\}^{1/2} \quad (2.1.3)$$

Berechnet man den Schlupf aus der Definitionsgleichung

$$s = \frac{\rho_w (1 - \alpha) x}{\rho_s (1 - x) \alpha} , \quad (2.1.4)$$

so erhält man

$$s = C_w + \frac{\rho_s}{m} v_D + \frac{\rho_w}{\rho_s} \frac{[C_w - 1 + \frac{\rho_s}{m} v_D] x}{(1 - x)} . \quad (2.1.5)$$

Für kleine Werte von x kann C_w als praktisch konstant angesehen werden. Zuber und Findlay haben für diesen Parameter im Bereich mäßiger Dampfqualitäten Werte zwischen 1.0 und 1.5 ermittelt. Um den Gültigkeitsbereich nach höheren Dampfqualitäten zu erweitern, sind zwei Modifikationen erforderlich, nämlich die Anpassung der Formel für die Driftgeschwindigkeit an die Verhältnisse in einer Strömung mit hohem Dampfgehalt und die Einführung einer Korrelation für den Parameter C_w derart, daß diese Größe für $\alpha \rightarrow 1$ den Wert 1 annimmt.

Dampfblasen in einer homogenen Zweiphasenströmung sehen als kontinuierliches Medium eine Dampf-Wasser-Mischung der Dichte ρ . Die Dichte-Differenz $\rho_w - \rho_s$ in (2.1.2) muß deshalb durch $\rho - \rho_s$ ersetzt werden. Aus $\rho - \rho_s = (\rho_w - \rho_s) (1 - \alpha)$ folgt, daß die Formel (2.1.2) dann die Form

$$v_D = 1.53 \left\{ \frac{g \sigma (\rho_w - \rho_s) (1 - \alpha)}{\rho_w^2} \right\}^{1/4} \quad (2.1.2a)$$

annimmt.

Bei vertikalen Strömungskanälen tritt zusätzlich eine durch Gravitation bedingte Drift von Wassertropfen auf, wenn die Strömung überwiegend aus Dampf besteht. Die Driftgeschwindigkeit hat das umgekehrte Vorzeichen, wie die Drift von Dampfblasen und kann wegen der größeren Dichte von Wasser einen wesentlich größeren Beitrag zum Gesamtschlupf liefern. Dieser Effekt ist in der gegenwärtig vorliegenden Programmversion nicht berücksichtigt, da noch keine experimentelle Verifikation vorliegt.

Für den Verteilungsparameter C_w wird eine Korrelation benutzt, die von Nabizadeh /9/ entwickelt wurde. Sie ist an Hand von Experimenten überprüft und erfüllt die Bedingung $C_w \rightarrow 1$ für $x \rightarrow 1$. Die Korrelation hat die Form

$$C_w = \frac{\rho_w x}{[\rho_w x + \rho_s (1 - x)]} \left\{ 1 + \frac{1}{n} Fr^{-0.1} \left(\frac{\rho_s}{\rho_w} \right)^n \left(\frac{1 - x}{x} \right)^{1.222n} \right\} , \quad (2.1.5)$$

wobei

$$Fr = \frac{m^2}{g \rho_w^2 d_H} \quad (2.1.6)$$

die Froude-Zahl für Wasser ist. Der Exponent n ist durch $n = \sqrt{0.6 (\rho_w - \rho_s) / \rho_w}$ definiert.

Die Korrelation ist bis zu x -Werten von 0,83 geprüft, allerdings ohne die erwähnte Korrektur für die Driftgeschwindigkeit. Da die Überprüfung im Massenstrombereich

von $m = 500, \dots, 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ erfolgt ist, dürfte der Beitrag der Driftgeschwindigkeit in allen Fällen vernachlässigbar klein gewesen sein. Es kann deshalb angenommen werden, daß die Korrelation auch bis $x = 1$ brauchbar ist. Wegen der Art, in der die Froudezahl in die Formel eingeht, treten Probleme auf, wenn der Massenstrom gleich null wird. Im überprüften Massenstrom-Bereich liegt die Froudezahl in der Größenordnung von 1 und darüber. Aufschluß über die Gültigkeit bei sehr kleinen Froudezahlen kann aus der Korrelation von Marchaterre und Hoglund /9/ gewonnen werden. Diese, in graphischer Form dargestellte Korrelation, umfaßt Froudezahlen bis zu Werten von 0.01. Die Korrelation von Nabizadeh zeigt in dem überprüften Massenstrom-Bereich gute Übereinstimmung mit der von Marchaterre und Hoglund, sodaß die Vermutung naheliegt, daß sie ebenfalls bis zu sehr kleinen Froudezahlen verwendet werden kann. Um eine Division durch Null zu vermeiden, wird im Programm die Froudezahl auf einen kleinsten Wert von 0.005 begrenzt.

2.2. Reibungs-Korrelation

Die Wandschubspannung wird aus einem Zweiphasen-Reibungskoeffizienten ζ errechnet, der durch die Gleichung

$$\tau_w = \frac{1}{8} \zeta \frac{|m| m}{\rho} \quad (2.2.1)$$

definiert ist. Die Berechnung erfolgt im Unterprogramm FRICOR.

Der Reibungskoeffizient wird als das Produkt eines Koeffizienten ζ_0 für gerade Rohre, multipliziert mit einem Korrekturfaktor für die Rohrkrümmung angesetzt, d.h. in der Form

$$\zeta = c_{kr} \zeta_0 \quad (2.2.2)$$

Das Programm verwendet im Bereich der turbulenten Einphasenströmung folgende Formel für den Reibungskoeffizienten in geraden Rohren (Colebrook /3/):

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta_0}} = 0,8686 \ln \left\{ \frac{2,51}{\sqrt{\zeta_0} \text{Re}} + 0,27 \frac{\varepsilon}{d_H} \right\} \quad (2.2.3)$$

wobei $\text{Re} = m d_H / \mu_F$ die Reynoldszahl ist und ε die Rauigkeitstiefe der Wand. μ_F ist die dynamische Viskosität des Kühlmediums bei der Temperatur, die der über den Querschnitt gemittelten Fluidenthalpie entspricht. Die Korrelation (2.2.3) wird für den turbulenten Bereich benutzt. Im laminaren Bereich verwendet das Programm die Formel

$$\zeta_0 = \frac{64}{\text{Re}} \quad (2.2.4)$$

Die Grenz-Reynoldszahl für den turbulenten Bereich wird durch die Rohrkrümmung beeinflusst. Nach /13/ kann sie aus der Formel

$$\text{Re}_{gr} = 2100 (1 + 12 \sqrt{d_H / D}) \quad (2.2.5)$$

berechnet werden.

Die Korrelationen (2.2.3) und (2.2.4) schliessen nicht stetig aneinander an. Im Bereich zwischen Reynoldszahlen von etwa 1000 bis zur Grenz-Reynoldszahl besteht eine Lücke, die physikalisch ein Bereich mit instationärem Strömungsverhalten ist, in dem laminare und turbulente Strömungskonfigurationen abwechselnd auftreten können. Diese Fluktuationen werden durch das Programm nicht nachvollzogen. Im Übergangsbereich wird der Reibungskoeffizient konstant auf dem Wert nach Gleichung (2.2.3) für die Grenz-Reynoldszahl festgehalten. Zur Erfassung der Temperaturabhängigkeit der Viskosität in der Grenzschicht an einer beheizten Wand werden die obigen Formeln für den Reibungskoeffizienten mit dem Faktor $(\mu_F/\mu_W)^{0.14}$ korrigiert. Dabei sind μ_F und μ_W die Viskositäten bei Fluid- bzw. Wandtemperatur.

Nach Hausen /14/ ist der Korrekturfaktor für die Rohrkrümmung im laminaren Bereich bis zu $Re\sqrt{d_H/D} = 11.6$ gleich eins. Für größere Werte kann er im laminaren Bereich durch die Gleichung

$$c_{kr} = 0.805 + 0.0448[Re\sqrt{d_H/D}]^{0.6} \quad (2.2.6)$$

dargestellt werden. Im turbulenten Bereich wird die von Ito /13/ vorgeschlagene Formel

$$c_{kr} = 1 + 0.095 [Re(d_H/D)^2]^{1/4} \quad (2.2.7)$$

verwendet.

Im Zweiphasen-Bereich wird ein Interpolationsverfahren nach Lockhart und Martinelli /15/ benutzt, welches die Eigenschaft hat, an den Grenzen zur Einphasenströmung stetig in die entsprechenden Einphasen-Korrelationen überzugehen. Diese Korrelation kann in der Form

$$\tau_w = \Phi_w^2 \frac{1}{8} \zeta_w \frac{|m_w| m_w}{\rho_w} \quad (2.2.8)$$

geschrieben werden, wobei Φ_w^2 ein Zweiphasen-Multiplikator für den Wasser-Reibungskoeffizienten ζ_w ist. Für den Zweiphasen-Reibungskoeffizienten, definiert durch Gleichung (2.2.1) gilt dann

$$\zeta = \zeta_w \left(\frac{\rho}{\rho_w} \right) \Phi_w^2 (1-x)^2 \quad (2.2.9)$$

Der Zweiphasen-Multiplikator wird in der Form

$$\Phi_w^2 = 1 + K/X + 1/X^2 \quad (2.2.10)$$

angesetzt, wobei X der Lockhart-Martinelli-Parameter ist. Dieser Parameter ist durch die Gleichung

$$X = \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_w} \frac{\zeta_w}{\zeta_s}} \frac{1-x}{x} \quad (2.2.11)$$

definiert. ζ_w und ζ_s sind Reibungskoeffizienten für eine Einphasen-Wasser- bzw. Dampf-Strömung, wobei die Reynoldszahlen jeweils mit den Teilmassenstromdichten $m(1-x)$ bzw. $m x$ gebildet sind.

Wenn sowohl die Wasser- als auch die Dampfphase in einem turbulenten Strömungszustand sind, werden in der Literatur häufig die Reibungskoeffizienten durch eine Formel von Blasius-Typ approximiert, d.h. in der Form $\zeta = \text{const Re}^{-n}$ mit $n = 0,20, \dots, 0,25$. Damit erhält der Lockhart-Martinelli-Parameter die Form

$$X_{tt} = \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_w}} \left(\frac{\mu_w}{\mu_s} \right)^{n/2} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{1-n/2} \quad (2.2.12)$$

Diese spezielle Form des Lockhart-Martinelli-Parameters wird in zahlreichen empirischen Korrelationen als Korrelationsparameter benutzt. Im Programm wird aus Steigkeitsgründen die allgemeinere Formel (2.2.11) verwendet.

K in Formel (2.2.10) ist ein empirischer Anpassungs-Parameter, dessen Größe davon abhängt, ob die Strömung laminar oder turbulent ist. Anpassung an Meßergebnisse hat für K einen optimalen Wert von 20 ergeben, wenn beide Phasen turbulent sind. Wenn beide Phasen laminar sind, muß K gleich 5 gesetzt werden. Wenn die beiden Phasen in unterschiedlichen Strömungsbereichen sind, kann der Parameter durch $K = \sqrt{K_w K_s}$ angenähert werden.

2.3. Wärmeübergang an der Wand

Das Programm unterscheidet fünf verschiedene Moden des Wärmeübergangs zwischen Wand und Zweiphasen-Strömung:

1. Wärmeübergang durch Leitung und Konvektion im Bereich der Einphasen-Strömung (Wasser oder Dampf),
2. Wärmeübergang mit Blasensieden auf der Wandoberfläche,
3. Wärmeübergang mit Filmsieden,
4. Wärmeübergang mit Übergangssieden,
5. Wärmeübergang nach Austrocknung des Wasserfilms auf der Wand, wenn eine Annularströmung vorliegt ("Dry-out").

Die untere Grenze der Wärmestromdichte für Blasensieden ist durch den Einsatzzpunkt für die Dampfblasenbildung auf der Wand gegeben. Für die Dampfblasenbildung muß die Wandtemperatur einen bestimmten Betrag oberhalb der Sättigungstemperatur liegen. Die notwendige Temperaturüberhöhung hängt von der Beschaffenheit der Oberfläche, aber auch von Wärmeübergangskoeffizienten und der Fluid-Unterkühlung ab. Die obere Grenze für den Blasensiedebereich ist entweder durch den Punkt gegeben, bei dem der Flüssigkeitsfilm auf der Wand austrocknet oder durch die Wärmestromdichte, bei der Mechanismus des Blasensiedens wegen zu hoher Wärmestromdichte zusammenbricht ("DNB").

Die Austrocknung ist ein Phänomen, welches im allgemeinen bei relativ hohen Werten der Dampfqualität (etwa oberhalb von $x=0,3$) auftritt. DNB mit Übergang zum Film- oder Übergangssieden kann jedoch im gesamten Siedegebiet unterhalb des Dry-out-Punkts auftreten, wenn lokal die kritische Grenze für die Wärmestromdichte überschritten wird.³

Der konvektive Wärmeübergang im Einphasengebiet sowie der Wärmeübergang im Bereich des Filmsiedens und des Dry-out kann durch einen Wärmeübergangskoeffizienten beschrieben werden, welcher die lokale Wärmestromdichte zur Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluidtemperatur in Beziehung setzt. Dieser Typ des Wärmeübergangs kann also in der Form

$$q''_c = \beta (T_w - T_F) \quad (2.3.1)$$

geschrieben werden. Im Bereich des voll entwickelten Blasensiedens hingegen ist die Wärmestromdichte von der Fluidtemperatur praktisch unabhängig. Im Bereich des partiellen Siedens sind konvektive Anteile und Siedeanteile des Wärmestroms in gleicher Größenordnung wirksam. In diesem Bereich, der nach unten durch den Einsatzzpunkt für Blasensieden begrenzt ist, ist der Einfluß der Fluidtemperatur noch vorhanden, nimmt aber mit zunehmender Wärmestromdichte kontinuierlich ab, um schliesslich bei voll entwickeltem Sieden unmerklich zu werden.

Das Programm enthält kein mathematisches Modell des Siedevorgangs. Vielmehr wird für den Bereich des Blasensiedens eine phänomenologische Korrelation benutzt, die von Bergles und Rohsenow /16/ vorgeschlagen wurde.

Diese Korrelation kann in der Form

$$q'' = \sqrt{q''_c^2 + q''_{bo}^2} \quad (2.3.2)$$

geschrieben werden kann. Dabei ist q''_c der konvektive und q''_{bo} der durch Blasenbildung bedingte Anteil am Gesamt-Wärmestrom.

Für den Siedeanteil wird eine Pool-Siedekorrelation benutzt, die so modifiziert ist, daß der Siedeanteil am Einsatzzpunkt für das Blasensieden gleich null wird.

Die in der Literatur vorgeschlagenen Pool-Siedekorrelationen haben fast alle die Form

$$q''_{bo} = C_{bo} \Delta T_w^m \quad (2.3.3)$$

wobei $\Delta T_w = T_{wand} - T_{sat}$ die Wandüberhitzung ist und C_{bo} ein Siedeparameter, der vom Druck abhängt. m ist ein Exponent, für den von verschiedenen Autoren Werte zwischen

³ Die Siedekrise bei Erreichen der kritischen Wärmestromdichte bedingt mit dem Übergang zum Filmsieden eine meist starke Vergrößerung des Wärmewiderstands zwischen Wand und Fluid. Bei einer eingepprägten Wärmeproduktion in der Wand, wie sie zum Beispiel in einem Reaktorkern vorliegt, kann dies zur einer starken Temperaturerhöhung der Wand führen, die schließlich zum Burnout führt. Bei einem Dampferzeuger tritt dieses Phänomen in dieser Form nicht auf, weil die Wärmequelle, nämlich die primärseitige Gasströmung, eine "nachgiebige" Quelle ist. Sie reagiert auf die Vergrößerung des Wärmewiderstands infolge Filmsiedens mit einer Verminderung des lokalen Wärmetransfers über die wärmetauschende Wand.

2 und 4 angegeben werden. Es erscheint sicher, daß zumindest der Siedeparameter auch noch von der Oberflächenbeschaffenheit der Wand abhängt, z.Zt. liegen aber hierüber noch keine verwertbaren Informationen vor.

Die in Formel (2.3.2) auftretende Größe q''_{bo} ist durch

$$q''_{bo} = C_{bo} [\Delta T_w^m - \Delta T_{inc}^m] \quad (2.3.4)$$

definiert, wobei $\Delta T_{inc} = T_{inc} - T_{sat}$ die Wandüberhitzung ist, bei der Blasenbildung einsetzt.

Die Formel (2.3.2) ist Bestandteil des Unterprogramms ANTAR, in dem u.a. die Wärmediffusionsgleichung für die Wand numerisch integriert wird. Die Siedekorrelation (2.3.2) wird berechnet, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

1. die lokale Strömungskonfiguration befindet sich nicht im Dry-out-Zustand,
2. der lokale Wärmestrom ist positiv, d.h. in das Kühlmittel gerichtet,
3. Die Berechnung unter Verwendung der konvektiven Formel (2.3.1) ergibt einem Wert für die Wandtemperatur, der oberhalb der Einsatztemperatur für die Blasenbildung liegt.

Wenn die Anwendung der Formel (2.3.2) einen Wärmestrom oberhalb des DNB-Grenzwerts ergibt, verzweigt sich das Programm in den Teil, der den Wärmeübergang bei Film- oder Übergangssieden berechnet.

Für den Bereich des Blasensiedens verwendet das Programm die Siedekorrelation von F.Müller /22/, für die zahlreiche Messungen ausgewertet wurden. Der Exponent m in Formel (2.3.3) ist in dieser Korrelation gleich 3,333. Der Siedeparameter kann durch die Formel

$$C_{bo} = q_0 [p_r^{0,23} (1 + 4,66 p_r^{5,33})]^m \quad (2.3.5)$$

approximiert werden. Dabei ist $q_0 = 826 \text{ W/m}^2$ und $p_r = p/p_{krit}$ der reduzierte Druck.

Die Korrelation für den Einsatzzpunkt der Dampfblasenbildung basiert auf einer Modellvorstellung, die von Han und Griffith /23/, sowie von Bergles und Rohsenow /16/ entwickelt wurde. Dampfblasen sind, bevor sie wachsen, als Blasenkeime in Vertiefungen der Wandoberfläche vorhanden. Der Dampfgehalt des Keims ist zunächst unter dem Einfluß von Oberflächenspannung gefangen. Für den durch die Oberflächenspannung erzeugten Druck gilt $p_\sigma = 2 \sigma / r_c$, wenn r_c der Krümmungsradius des Meniskus ist, der am Rande der Vertiefung den Dampfkeim vom umgebenden Wasser trennt. Für das Anwachsen der Dampfblase muß der Dampfdruck im Keim den Druck der Oberflächenspannung übersteigen. Dieser Dampfdruck ist, wenn kein Inertgas im Blasenkeim vorhanden ist, gleich dem Sättigungsdruck entsprechend der Temperatur des Wassers an der Grenzfläche.

Als ein zweites Kriterium für das Anwachsen des Blasenkeims wird die Bedingung herangezogen, daß bei einer (virtuellen) Vergrößerung des Radius r_c die Abnahme des Drucks der Oberflächenspannung größer als die Abnahme des Dampfdrucks im Keim sein muß. Eine Abnahme des Dampfdrucks wird aus der Vorstellung postuliert, daß die

Blasenoberfläche mit zunehmendem Radius in kältere Regionen der laminaren Grenzschicht vordringt, wenn die Kernströmung unterkühlt ist. Diese Bedingung kann also in der Form

$$\frac{\partial p_{\sigma}}{\partial r_c} \leq \frac{\partial p_s}{\partial r_c} \quad (2.3.6)$$

geschrieben werden.

Aus diesen Kriterien kann eine Beziehung zwischen Wärmestromdichte und notwendiger Wandüberhitzung hergeleitet werden, die den Radius r_c nicht explizit enthält. Die detaillierte Herleitung kann aus den zitierten Publikationen entnommen werden oder aus einer zusammenfassenden Darstellung von Bergles in Ref. /4/.

Im Programm ist die Korrelation im Unterprogramm TINC programmiert. Die Formel in diesem Unterprogramm ist etwas modifiziert, um die exponentielle Krümmung der Dampfdruckkurve besser zu erfassen. Bezeichnet man mit q''_{σ} die Größe

$$q''_{\sigma} = \frac{\lambda_w}{2\sigma} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{\text{sat}}, \quad (2.3.7)$$

so kann die Korrelation in der Form

$$\Delta T_{\text{inc}} = \frac{1}{p_s} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{\text{sat}} \left((1 + c_{\text{inc}}) \sqrt{\frac{q''_{\text{inc}}}{q''_{\sigma}}} - 0,4 c_{\text{inc}} \frac{q''_{\text{inc}}}{q''_{\sigma}} \right) \quad (2.3.8)$$

geschrieben werden. c_{inc} ist ein Parameter, für den Bergles und Rohsenow den Wert 1 und Han und Griffith den Wert 1,5 vorschlagen. Da q''_{inc} eine Wärmestromdichte ist, gilt

(2.3.9)

Bericht JÜL-SPEZ-544

ERRATA

Seite 17, nach Formel (2.3.8):

Der Parameter c_{inc} hat bei Bergles und Rohsenow den Wert 2 und bei Han und Griffith den Wert 2,5.

Formel (2.3.10) muß lauten:

$$r_{c \text{ min}} = \frac{\sigma}{p_s} \left(\sqrt{1 + 4 \frac{q''_{\sigma}}{q''_{\text{inc}}}} - 1 \right)$$

) nicht explizit vor-
Größenverteilungen
längs nicht bestätigt.
(2.3.8) ist allerdings,
en

(2.3.10)

nen Oberflächen stets
echt zu. In diesem Fall
berechnet ausser q''_{inc}
s von dieser letzteren

Die im folgenden angegebenen Korrelationen für Wärmeübergangskoeffizienten sind in verschiedenen Unterprogrammen programmiert, die zum Teil die Koeffizienten direkt,

zum Teil die entsprechenden Nusseltzahlen liefern. Dadurch wird erreicht, daß die Unterprogramme für den konvektiven Wärmeübergang auch für die primärseitige Gasströmung benutzt werden können.

Für den Einphasen-Wärmeübergang im turbulenten Bereich wird folgende Formel (Gnielinski /17/) benutzt:

$$Nu_{turb} = \frac{\zeta/8 (Re - 1000) Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\zeta/8} (Pr^{2/3} - 1)} (1 + (d_H/L)^{2/3}) , \quad (2.3.11)$$

wobei ζ der Reibungskoeffizient ist.

Für den laminaren Bereich ist folgende, von Hausen /18/ aufgestellte Gleichung programmiert:

$$Nu_{lam} = \left(3,658 + \frac{0,19 Pe^{0,8}}{1 + 0,117 Pe^{0,467}} \right) (\mu_F/\mu_W)^{0,14} , \quad (2.3.12)$$

wobei $Pe = Re Pr d_H/L$ ist. Um einen stetigen Übergang zwischen turbulentem und laminarem Wärmeübergang zu erreichen, wird der Wärmeübergangskoeffizient aus

$$\beta = \frac{\lambda}{d_H} \max(Nu_{lam}, Nu_{turb}) \quad (2.3.13)$$

berechnet. Die Korrelation ist im Unterprogramm CONV programmiert.

Für den Wärmeübergang nach Austrocknung des Wasserfilms ("Post dryout") wird folgende Korrelation benutzt, die Messungen in mehreren Forschungsinstitutionen innerhalb der Streubreite gut wiedergibt (Cumo und Urbani /19/):

$$\beta_f = \frac{\lambda_f}{d_H} Nu ; Nu = 0,0089 Re'^{0,84} Pr_s^{1/3} \left(\frac{1 - x_{dry}}{x - x_{dry}} \right)^{1/8} . \quad (2.3.14)$$

Dabei ist $Re' = m \times d_H/(\alpha \mu_s)$ eine modifizierte Reynoldszahl. x_{dry} ist die Dampfqualität, bei der die Austrocknung des Films erfolgt. Pr_s die Prandtlzahl für Dampf und λ_f die Leitfähigkeit von Dampf bei Wandtemperatur.

Im Bereich des Filmsiedens, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Wandoberfläche durch einen stabilen Dampffilm bedeckt ist, wird ein Wärmeübergangskoeffizient benutzt, der aus einer Korrelation berechnet wird, die von Hsu und Westwater /21/ hergeleitet wurde. Sie lautet

$$\beta_f = 0,002 Re_s^{0,6} \left(\frac{\lambda_s^3 g \rho_s (\rho_w - \rho_s)}{\mu_s^2} \right)^{1/3} \quad (2.3.15)$$

wobei Re_s eine Dampf-Renoldszahl ist, die durch

$$Re_s = \frac{|m| \times d_H}{\mu_s} \quad (2.3.16)$$

definiert ist. Bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten, wie sie für Naturkonvektion typisch sind oder bei stagnierendem Kühlmedium, kann diese Korrelation nicht benutzt werden, da sie für $Re \rightarrow 0$ verschwindende Wärmeübergangskoeffizienten ergeben würde. Die Korrelation (2.3.15) wird deshalb durch die im folgenden angegebene Korrelation von Bromley [20] ersetzt, wenn sie kleinere Werte als letztere ergibt. Die Formel von Bromley ist in folgender Form programmiert:

$$\beta_f = 0,62 \left(\frac{\lambda_s^3 \rho_s (\rho_w - \rho_s) g h'_{ev}}{d_H (T_w - T_{sat}) \mu_s} \right)^{1/4} \quad (2.3.17)$$

In dieser Gleichung sind alle Dampf-Stoffwerte bei der mittleren Filmtemperatur $0,5 (T_w + T_{sat})$ zu berechnen. h'_{ev} ist die Verdampfungsenthalpie vermehrt um die mittlere Dampfüberhitzung in der Dampf-Wandschicht. Sie wird aus

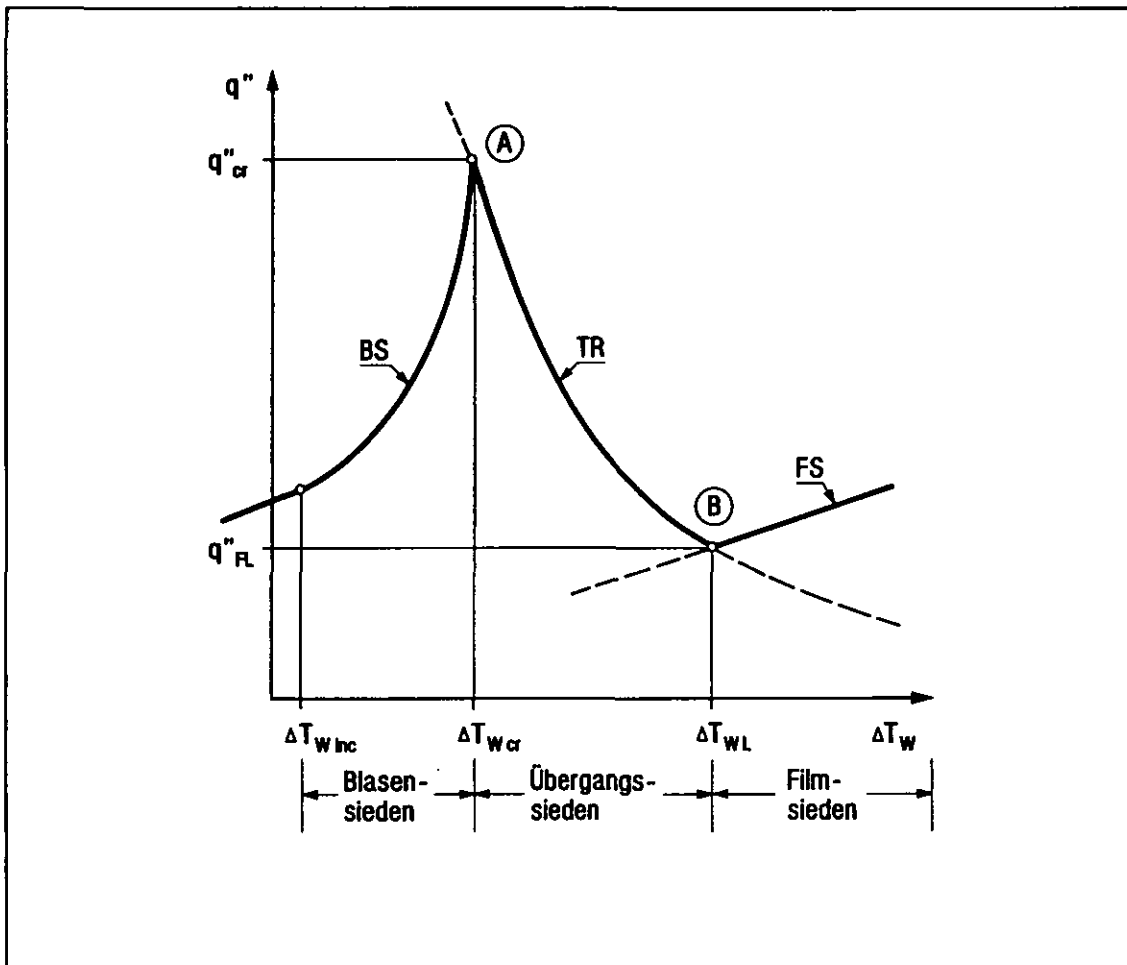


Abb. 2.3.1: Qualitativer Verlauf der Wärmestromdichte als Funktion der Wandüberhitzung bei einer Zweiphasen-Strömung.

BS: Bereich des Blasensiedens, FS: Bereich des stabilen Filmsiedens,
TR: Bereich des Übergangssiedens.

A: Kritische Wärmestromdichte bei Blasensieden,
B: Benetzungspunkt bei Filmsieden.

$h'_{ev} = h_{ev} + 0.68 c_{ps} (T_w - T_{sat})$ berechnet, wobei c_{ps} die spezifische Wärmekapazität von Dampf ist.

Die Gültigkeit der Formeln (2.3.15) und (2.3.17) ist auf den Bereich von Wandtemperaturen beschränkt, bei denen stabiles Filmsieden möglich ist. Wenn die Wandtemperatur den als Benetzungs- oder Leidenfrost-Temperatur bezeichneten Grenzwert unterschreitet, bricht der Dampffilm zusammen und der Wärmeübergang geht in den Mechanismus des Blasensiedens über. Wenn jedoch auch Blasensieden nicht stabil ist, weil die kritische Wärmestromdichte überschritten wird, oszilliert der Wärmeübergang zwischen beiden Übergangsmoden hin und her. Messungen, wie sie zum Beispiel in /31/ beschrieben sind, zeigen, daß die Oszillationen hohe Frequenzen haben können mit Perioden, die kleiner als 1 s sind. Das Phänomen wird als Übergangssieden bezeichnet.

Da das Programm die hochfrequenten Oszillationen nicht darstellen soll, muß der Wärmeübergang durch einen geeigneten zeitlichen Mittelwert ersetzt werden. In der Literatur angegebene Korrelationen für den Bereich des Übergangssiedens dürften im allgemeinen als derartige Mittelwerte zu verstehen sein.

Eine Korrelation für den Bereich des Übergangssiedens muß so beschaffen sein, daß sie Wandtemperaturen zwischen der Wandtemperatur bei der kritischen Wärmestromdichte und der Leidenfrost-Temperatur ergibt. Entsprechend müssen die zugeordneten Wärmestromdichten zwischen der kritischen Wärmestromdichte und der von Filmsieden bei Leidenfrost-Temperatur liegen. Der Sachverhalt ist in Abbildung 2.3.1 in einem Diagramm dargestellt, welches qualitativ den Zusammenhang zwischen Wärmestromdichte q'' und Wandüberhitzung ΔT_w zeigt. Die mit BS bezeichnete Kurve stellt den Bereich des Wärmeübergangs mit Blasensieden dar. Der Bereich wird durch die kritische Wärmestromdichte q''_{cr} begrenzt, der die kritische Wandüberhitzung $\Delta T_{w,cr}$ zugeordnet ist (Punkt A). Mit FS ist die Kurve für stabiles Filmsieden bezeichnet. Sie ist nach unten durch die Wandüberhitzung $\Delta T_{w,L}$ bei Leidenfrosttemperatur begrenzt (Punkt B).

Im Bereich des Übergangssiedens wird eine Interpolationsformel vom Typ

$$q'' = \frac{a}{1 + b(T_w - T_{w,cr})} \quad (2.3.18)$$

benutzt, deren Parameter a und b so gewählt sind, daß die durch diese Formel dargestellte Kurve die Blasensiedekurve im kritischen Punkt A und die Filmsiedekurve im Benetzungspunkt B schneidet. Diese Bedingungen werden erfüllt, wenn die Parameter a und b in (2.3.18) folgendermaßen gewählt werden:

$$a = q''_{cr} ; \quad b = \frac{q''_{cr} - q''_{FL}}{q''_{FL}(T_{w,L} - T_{w,cr})} , \quad (2.3.19)$$

wenn q''_{FL} die Wärmestromdichte für Filmsieden bei Leidenfrost-Temperatur ist.

Die durch (2.3.18) und (2.3.19) definierte Wärmeübergangsbeziehung ist in der Abbildung 2.3.1 durch TS gekennzeichnet. Sie ist nur im Bereich $\Delta T_{w,cr} \leq \Delta T_w \leq \Delta T_{w,L}$ anwendbar. Das Programm enthält Vorkehrungen, die verhindern, daß über diesen Bereich hinaus extrapoliert wird.

Experimentelle Daten zur Leidenfrost-Temperatur sind z. Zt. noch lückenhaft. Messungen zeigen eine Abhängigkeit vom Druck, der Massenstromdichte, der lokalen Fluidunterkühlung, vom Wandmaterial und von der Oberflächen-Beschaffenheit. Meßergebnisse unter Naturkonvektionsbedingungen zeigen meist große Streuungen, während Messungen bei erzwungener Konvektion relativ gut reproduzierbar sind.

Nach Messungen von Heim /34/ ist bei Konvektion die Differenz zwischen der Benetzungs- und der Sättigungstemperatur in einem weiten Druckbereich praktisch konstant. Beim kritischen Druck muß die Differenz zwischen Benetzungs- und Sättigungstemperatur gleich null werden. Dies wurde durch Messungen von Heim bei hohen Drücken bestätigt. Die Verminderung der Differenz tritt allerdings erst oberhalb von etwa 10 MPa in Erscheinung.

Messungen von Bradfield /33/, die bei Atmosphärendruck unter Pool-Siedebedingungen ausgeführt wurden, haben für eine verchromte Kupfer-Oberfläche einen Wert von $\Delta T_{wL} = 180 \text{ }^{\circ}\text{K}$ ergeben. Heim und Mitarbeiter haben an oxidierten Inconel-Oberflächen einen Wert von $160 \text{ }^{\circ}\text{K}$ ermittelt, wenn das Kühlmittel Sättigungstemperatur hat. Bezogen auf das gleiche Wandmaterial steigt die Benetzungstemperatur mit steigender Rauigkeit und steigender Oxidation der Oberfläche an. Für polierte und technische Oberflächen werden Unterschiede von bis zu $75 \text{ }^{\circ}\text{K}$ gemessen.

Die Benetzungstemperatur steigt mit zunehmender Fluidunterkühlung an, ein Effekt, der durch die zunehmende Kondensationsrate an der Grenzfläche zwischen Dampffilm und unterkühlter Kernströmung bedingt ist. Die Messungen von Bradfield ergeben für die verchromte Oberfläche bei Atmosphärendruck einen Wert von $6 \text{ }^{\circ}\text{K}$ pro $^{\circ}\text{K}$ Fluidunterkühlung. Die Messungen von Heim, die im Druckbereich von 0.1 bis 4 MPa ausgeführt wurden, haben einen höheren Wert von $10 \text{ }^{\circ}\text{K}/^{\circ}\text{K}$ ergeben. Der Unterschied könnte dadurch bedingt sein, daß in diesem Fall eine oxidierte, technisch raue Oberfläche vorlag. Der Unterkühlungs-Koeffizient erweist sich im Bereich bis 10 cm/s als unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit.

2.4. Verdampfung und Kondensation

2.4.1. Blasensieden

Das Programm enthält eine Modellierung des unterkühlten Siedens, welche eine transiente Simulation dieses Vorgangs ermöglicht. Das Modell beschreibt die Bildung von Dampfblasen in der überhitzten Grenzschicht an der Wand und die Volumkondensation der so erzeugten Dampfblasen in der unterkühlten Kernströmung.

Für die Bildung der Dampfblasen an der Wand wird folgender Mechanismus angenommen: Wenn eine Dampfblase aus ihrem Blasenkeim anwächst, drückt sie die überhitzte Grenzschicht von der Wand fort und isoliert sie so von ihrer Wärmezufuhr aus der

Wand. Die überhitzte Grenzschicht verdampft teilweise in die Blase hinein, verliert aber nach wie vor kontinuierlich Wärme durch Abfluß in die unterkühlte Kernströmung. Die Folge ist, daß die Dampfblase zunächst anwächst, dann aber wieder kondensiert, wenn die Exzess-Enthalpie der Grenzschicht erschöpft ist.

Der Vorgang kann durch eine Lösung der transienten Wärmeleitungsgleichung mit entsprechenden Randbedingungen analytisch dargestellt werden. Die Analysis, ausgeführt mittels Laplace-Transformation, ist in /24/ beschrieben. Bezeichnet man mit δ_B die Dicke der Grenzschicht um die Dampfblase und führt man den dimensionslosen Blasenradius

$$R^* = \frac{\pi}{3} \frac{h_{ev} \rho_s}{c_{pw} \rho_w (T_w - T_{sat})} \frac{1}{\delta_B} R \quad (2.4.1)$$

ein, sowie die dimensionslose Zeit

$$t^* = \frac{\pi}{3} \frac{\lambda_w}{c_{pw} \rho_w} \frac{1}{\delta_B^2} t, \quad (2.4.2)$$

so kann die Blasenhistorie (etwas vereinfacht) in der Form

$$R^* = 2\sqrt{t^*} - \Theta t^*, \quad \text{für } t^* < 1$$

(2.4.3)

und

$$R^* = 1 + (1 - \Theta) t^*, \quad \text{für } t^* \geq 1$$

dargestellt werden. In diesen Formeln ist Θ der Temperatur-Parameter

$$\Theta = \frac{T_w - T_F}{T_w - T_{sat}}. \quad (2.4.4)$$

$\Theta > 1$ kennzeichnet eine unterkühlte Kernströmung, $\Theta = 1$ eine Strömung bei Sättigungstemperatur und $\Theta < 1$ eine überhitzte Strömung. In der Zeitspanne $0 \leq t^* \leq 1$ ist das Blasenverhalten überwiegend transient, in der Zeit $t^* > 1$ dagegen quasistationär.

Der Blasenradius nach Formel (2.4.3) ist in Abbildung 2.4.1 zusammen mit einem von Abdelmessih et. al. /25/ gemessenen Verlauf dargestellt. Die qualitative Übereinstimmung läßt den Schluß zu, daß die Modellannahmen den realen Sachverhalt zutreffend beschreiben.

Wenn die Kernströmung unterkühlt ist, hat der Blasenradius bei $t^* = \frac{1}{\Theta^2}$ ein Maximum, dessen Größe durch

$$R_{\max}^* = \frac{1}{\Theta} \quad (2.4.5)$$

gegeben ist. Das Maximum liegt also bei unterkühlter Kernströmung stets im transienten Zeitbereich. Für die Blasen-Lebensdauer ergibt sich

$$t_0^* = \left(\frac{2}{\Theta}\right)^2 \quad \text{für } t_0^* < 1$$

und (2.4.6)

$$t_0^* = \frac{1}{(\Theta - 1)} \quad \text{für } t_0^* \geq 1 .$$

Im ersteren Fall ist die Lebensdauer so kurz, daß der Wärmetransport den quasistationären Bereich nicht erreicht. Diese kurzlebigen Blasen tragen im allgemeinen zum lokalen Dampfgehalt wenig bei.

Da die Grenzschicht um die Dampfblase aus der zunächst ungestörten Grenzschicht des konvektiven Wärmeübergangs hervorgeht, wird angenommen, daß auch für die Blasen-grenzschicht der hydraulische Durchmesser des Kanals die charakteristische Länge ist. Die Grenzschichtdicke ist deshalb in der Form

$$\frac{1}{\delta_B} = \frac{1}{d_H} \text{Nu}_B \quad (2.4.7)$$

angesetzt, wobei auch die in dieser Formel auftretende Nusseltzahl mit dem hydraulischen Durchmesser gebildet ist.

Die Nusseltzahlen für den konvektiven Wärmeübergang bei Einphasenströmungen können mit im allgemeinen guter Genauigkeit in der Form

$$\text{Nu} = \text{const. Re}^s \text{Pr}^{1/3} \quad (2.4.8)$$

dargestellt werden, wobei der Exponent s Werte in der Nähe von 0,8 hat. Die Auswertung von Experimenten zur Blasenlebensdauer hat jedoch für die Blasen-Nusseltzahl einen Exponenten von $s = 0,5$ ergeben, ein Wert der übrigens typisch für angeströmte Kugeln ist. Die Blasen-Nusseltzahl wird im Programm in der Form

$$\text{Nu}_B = C_B \text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{1/3} \quad (2.4.9)$$

dargestellt, wobei C_B ein Eingabeparameter des Programms ist. Bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten wird die Nusseltzahl Nu_B auf einen Mindestwert von 2 be-

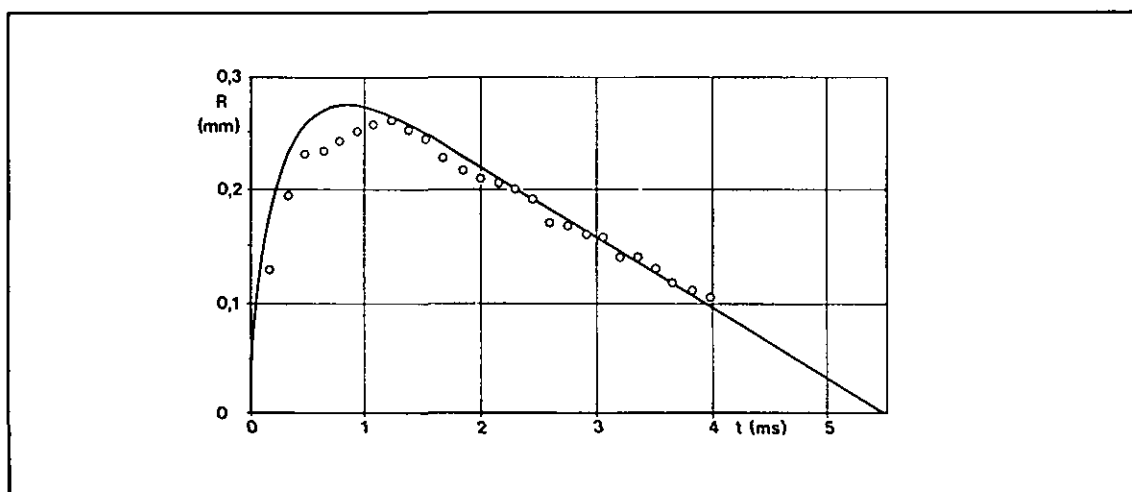


Abb. 2.4.1: Zeitlicher Verlauf des Radius einer Dampfblase bei unterkühltem Sieden.
Messpunkte von Abdelmessih et. al. /25/.

grenzt. Übereinstimmung mit Druckverlust-Charakteristiken, die bei einem Druck von 1 bar gemessen wurden, wurde mit $C_B = 0,39$ erzielt. Dieser Wert gilt für die in Abschnitt 2.2 angegebene Reibungskorrelation. Bei einer Änderung der Reibungskorrelation oder des im folgenden erläuterten Parameters für die Erzeugungsrate von Dampfblasen muß dieser Wert neu bestimmt werden.

Das durch die vorstehenden Formeln modellierte Verhalten einer einzelnen Dampfblase wird in folgender Weise zur Konstruktion einer Erhaltungsgleichung von Typ der Dampf-Kontinuitätsgleichung (1.8) benutzt:

Der Parameter λ_B in Formel (1.18) wird als die reziproke mittlere Lebensdauer von Dampfblasen in der Kernströmung interpretiert und dementsprechend durch die Formel

$$\frac{1}{\lambda_B} = \frac{1}{V_{BA}} \int_0^{t_0} V_B(t) dt \quad (2.4.10)$$

definiert. Dabei ist V_{BA} das Volumen, mit dem die Blase in der Kernströmung nach Ablösung von der Wand in Erscheinung tritt. Es wird angenommen, daß der Ablöseradius gleich dem Maximalradius nach Formel (2.4.5) ist. Diese Annahme wird dadurch gestützt, daß in dem Moment, in dem die Blase durch Kondensation zu kollabieren beginnt, mechanische Reaktionskräfte auf die Blase einwirken, die in Richtung der Wandnormalen von der Wand fortgerichtet sind.

Die Gleichung (2.4.10), angesetzt in der Form

$$\frac{1}{\lambda_B} = \frac{1}{R_{\max}^3} \int_0^{t_0} R^3(t) dt \quad (2.4.11)$$

kann an Hand der Formeln (2.4.3) und (2.4.6) integriert und in der Form

$$\frac{1}{\lambda_B} = g(\Theta) t_0 \quad (2.4.12)$$

dargestellt werden. Die Korrekturfunktion g kann durch folgende einfachen Ausdrücke approximiert werden:

$$\begin{aligned} g(\Theta) &= 0,454 && \text{für } \Theta \geq 2 \\ \text{und} &&& \\ g(\Theta) &= 0,454 [1 - 0,45 (2 - \Theta)^2] && \text{für } 1 \leq \Theta \leq 2 \end{aligned} \quad (2.4.13)$$

Aus (2.4.1), (2.4.6) und (2.4.7) ergibt sich schliesslich für λ_B folgende Formel:

$$\lambda_B = \phi(\Theta) \frac{\pi}{3} \frac{\lambda_w \text{Nu}_B^2}{c_{pw} \rho_w d_H^2 \Delta T_w} (T_{\text{sat}} - T_F), \quad (2.4.14)$$

wobei ϕ die Funktion $\phi(\Theta) = 1/(g(\Theta) (\Theta - 1) t_0^*)$ ist.

Ersetzt man die Fluidunterkühlung $T_{\text{sat}} - T_F$ durch die entsprechende Enthalpiedifferenz $h_{\text{sat}w} - h_F$, so kann λ_B auch in der Form

$$\lambda_B = \Lambda_B (h_{\text{sat w}} - h_F) \quad (2.4.15)$$

geschrieben werden, wobei

$$\Lambda_B = \phi(\Theta) \frac{\pi}{3} \frac{\lambda_w \text{Nu}_B^2}{\rho_w c_{pw}^2 d_H^2 \Delta T_w} \quad (2.4.16)$$

bedeutet. Für $\phi(\Theta)$ ergibt sich

$$\phi(\Theta) = 2,2 \left(\frac{\Theta}{2} \right)^2 \frac{1}{\Theta - 1} \quad \text{für } \Theta > 2$$

$$\text{und} \quad (2.4.17)$$

$$\phi(\Theta) = \frac{2,2}{[1 - 0,45 (\Theta - 2)^2]} \quad \text{für } 1 \leq \Theta \leq 2$$

Die Funktion Λ_B nach Formel (2.4.16) ist im Unterprogramm HYDRA programmiert.

Im Bereich des Blasensiedens werden Dampfblasen an Blasenzentren gebildet, die mehr oder weniger gleichmäßig über die Wandoberfläche verteilt sind. Die Blasenbildung erfolgt periodisch, d.h. in Form einer Kette aufeinanderfolgender Blasen, die sich von der Wand ablösen. Die Periode der Blasenherzeugung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, nämlich der Zeitspanne von der Blasenentstehung bis zur Ablösung und der Zeitspanne, die erforderlich ist, um die durch die Blasenablösung zerstörte thermische Grenzschicht zu regenerieren.

Der latente Wärmestrom kann unter diesen Bedingungen in der Form

$$\dot{q}_{\text{lat}} = N_B f_B V_{BA} \rho_s h_{ev} \quad (2.4.18)$$

geschrieben werden, wobei N_B die mittlere Dichte aktiver Blasenzentren und f_B die Blasenfrequenz ist. Das Produkt $V_{BA} \rho_s h_{ev}$ ist die Energie, die zur Bildung einer Dampfblase mit dem Ablösevolumen V_{BA} erforderlich ist. Die Dichte N_B ist eine Größe, von der bekannt ist, daß sie von lokalen Wärmestromdichte abhängt. Sie wird im Programm indirekt aus der Siedekorrelation nach Abschnitt 2.3 berechnet.

Die Berechnung geht von der Annahme aus, daß im Siedebereich die "Exzeß"-Wärmestromdichte $\dot{q}'' - \dot{q}''_c$ überwiegend durch die "Blasenagitation" der thermischen Grenzschicht bedingt ist. Dem Vorgang wird folgende Modellvorstellung zugrundegelegt: Wenn sich die Blase von der Wand ablöst, kommt im Einflußbereich der Blase Wasser mit der Temperatur der Kernströmung direkt mit der Wand in Kontakt. Da die Wand im Siedebereich heißer, als die Fluidtemperatur ist, wird in der Folge ein transients Aufheizvorgang wirksam, der die thermische Grenzschicht wieder herstellt. Die dazu erforderliche Energie wird der Wand entzogen. Die Wärmestromdichte durch Blasenagitation ist wie die latente Wärmestromdichte der Dichte der Blasenzentren und der Blasenfrequenz proportional. Sie kann also in der Form

$$\dot{q}''_{ag} = N_B f_B Q_\delta \quad (2.4.19)$$

dargestellt werden. Dabei ist Q_δ die Wärmemenge, die zur Wiederherstellung der zerstörten Grenzschicht erforderlich ist. Mit der Gleichung (2.4.19) kann die Dichte N_B und die Blasenfrequenz aus der Gleichung (2.4.18) eliminiert werden. Es ergibt sich die Beziehung

$$q''_{\text{lat}} = q''_{\text{ag}} V_{\text{BA}} \frac{\rho_s h_{\text{ev}}}{Q_\delta} \quad (2.4.20)$$

Zur Abschätzung der Wärmemenge Q_δ wird angenommen, daß die Flächenausdehnung der zerstörten Grenzschicht im Umkreis eines Blasen zentrums der Projektion der maximalen Blasenoberfläche auf die Wand proportional ist und demnach in der Form

$$F_B = \kappa \pi R_{\text{BA}}^2 \quad (2.4.21)$$

angesetzt werden kann. Dabei ist R_{BA} der maximale Blasenradius und κ ein Faktor in der Größenordnung von eins.

Wenn die thermische Grenzschicht ihren quasistationären Zustand erreicht hat, hat sie eine Temperaturverteilung, die praktisch linear zwischen der Wandtemperatur T_w und der Fluidtemperatur T_F variiert. Die Wärmemenge, die erforderlich ist, um sie von der Anfangstemperatur T_F auf die stationäre Temperatur-Verteilung aufzuheizen, ist deshalb in guter Näherung durch die Formel

$$Q_\delta = F_B c_{\text{pw}} \rho_w \frac{1}{2} (T_w - T_F) \delta \quad (2.4.22)$$

gegeben. Aus (2.4.20) und (2.4.21) ergibt sich

$$q''_{\text{lat}} = q''_{\text{ag}} \frac{4}{3 \kappa} R_{\text{BA}} \frac{2 \rho_s h_{\text{ev}}}{\rho_w c_{\text{pw}} (T_w - T_F) \delta} \quad (2.4.23)$$

Eine Abschätzung ergibt, daß der Anteil des Wärmestroms der aus der Wand direkt in die wachsende Dampfblase übertritt, im Vergleich zum Agitationswärmestrom q''_{ag} klein ist. Der Wärmestrom aus der Wand setzt sich demnach in folgender Weise aus einem konvektiven und einem Agitationsanteil zusammen

$$q'' = f_c q''_c + q''_{\text{ag}} \quad (2.4.24)$$

Dabei ist f_c ein Flächenanteil mit rein konvektivem Wärmeübergang, der mit steigender Wärmestromdichte abnimmt und wahrscheinlich bei der kritischen Wärmestromdichte praktisch verschwindet. Im Bereich des unterkühlten Siedens kann $f_c = 1$ gesetzt werden. Nimmt man an, daß $R_{\text{BA}} = R_{\text{max}}$ nach Formel (2.4.5) ist, so ergibt sich folgender Ausdruck für die latente Wärmestromdichte:

$$q''_{\text{lat}} = C_{\text{BG}} (q'' - f_c q''_c) \frac{2}{\Theta^2} \quad (2.4.25)$$

wobei der Parameter C_{BG} die Bedeutung

$$C_{\text{BG}} = \frac{4 \delta_B}{\pi \kappa \delta} \quad (2.4.26)$$

hat. Die Formel ist im Unterprogramm VGEN programmiert. f_c ist gleich eins gesetzt. Im Dry-out-Bereich wird der latente Wärmestrom gleich null gesetzt. Der Faktor C_{BG} ist Eingabeparameter des Programms. Übereinstimmung mit Druckverlust-Messungen bei einem Druck von 1 bar wird mit $C_{BG} = 0.4$ erzielt, wenn C_B nach Formel (2.4.9) gleich 0.39 gesetzt wird.

2.4.2. Verdampfung von dispergiertem Wasser.

In das Programm ist ein (vereinfachtes) Modell für die Volumverdampfung von Wasser eingebaut. Das Modell wird im Verdampfungsbereich angewandt, wo die Strömungskonfiguration dadurch gekennzeichnet ist, daß Wasser in mehr oder weniger fein dispergierter Form in einer Dampfströmung transportiert wird. Dies ist in der Regel im Bereich einer Annularströmung der Fall. Der Dispersionsgrad ist wesentlich, weil die Volumverdampfung nur dann signifikant ist, wenn die Phasengrenzfläche pro Volumeinheit hinreichend groß ist. Im Bereich des unterkühlten Siedens, der im vorhergehenden Abschnitt betrachtet wurde, kann das Modell nicht angewandt werden, da dort das disperse Medium Dampf und das kontinuierliche Medium Wasser ist. Im Programm wird deshalb das im folgenden beschriebene Modell nur im Verdampfungsbereich mit Nettodampfbildung angewandt.

Die Volumverdampfungsrate kann in der Form

$$\Gamma_{ev} = S_{ph} m_{ev} \quad (2.4.27)$$

dargestellt werden, wobei S_{ph} die Phasengrenzfläche pro Volumeinheit und m_{ev} die (mittlere) Verdampfungs-Massenstromdichte an der Phasengrenze ist. Die Phasengrenzfläche kann in der Form $S_{ph} = (1 - \alpha) S_{dr}/V_{dr}$ geschrieben werden, wobei S_{dr} die mittlere Tropfenoberfläche und V_{dr} das mittlere Tropfenvolumen ist. In den folgenden Formeln wird ein effektiver Tropfendurchmesser benutzt, der durch die Formel

$$d_{dr} = \frac{6 V_{dr}}{S_{dr}} \quad (2.4.28)$$

definiert ist. Damit schreibt sich die Formel (2.3.27) in der Form

$$\Gamma_{ev} = (1 - \alpha) \frac{6}{d_{dr}} m_{ev} \quad (2.4.29)$$

Wenn Wasser und Dampf nicht im thermodynamischen Gleichgewicht sind, entsteht zwischen den Phasen ein Wärmestrom, der je nach Richtung Verdampfung oder Kondensation an der Phasengrenzfläche bewirkt. Aus Experimenten ist bekannt, daß dieser Wärmestrom durch Wärmediffusion in der kontinuierlichen Phase bestimmt ist und durch einen Wärmeübergangs-Koeffizienten beschrieben werden kann. Das Verdampfungsmodell geht von der Annahme aus, daß dispergiertes Wasser in einer turbulenten überhitzten Dampfströmung Sättigungstemperatur annimmt und die Verdampfungsrate sich so einstellt, daß der Energieverlust durch Verdampfung gleich der Energiezufuhr durch Wärmeleitung ist. Dies bedeutet, daß die über die Tropfenoberfläche gemittelte Verdampfungsrate die Gleichung

$$h_{ev} m_{ev} = q''_{dr} \quad (2.4.30)$$

erfüllt, wenn q''_{dr} die mittlere Wärmestromdichte ist. Diese Wärmestromdichte wird durch einen Wärmeübergangskoeffizienten β_{dr} in der Form

$$q''_{dr} = \beta_{dr} (T_F - T_{sat}) \quad (2.4.31)$$

dargestellt, wobei T_F die Dampftemperatur ist. Für den Wärmeübergangskoeffizient wird die Korrelation

$$\beta_{dr} = \frac{\lambda_s}{d_{dr}} Nu_{dr} ; Nu_{dr} = 2 (1 + 0.276 Re_{dr}^{1/2} Pr_s^{1/3}) \quad (2.4.32)$$

verwendet, die durch Experimente mit fallenden Tropfen ermittelt wurde (s. Ref. /41/). Die in dieser Formel auftretende Reynoldszahl ist durch

$$Re_{dr} = \frac{|v_{rel}| d_{dr} \rho_s}{\mu_s} , \quad (2.4.33)$$

definiert, wobei v_{rel} die Relativgeschwindigkeit zwischen Wasser und Dampf ist.

Schreibt man die Verdampfungsrate in der Form

$$\Gamma_{ev} = \rho_w (1 - \alpha) \lambda_{ev} \quad (2.4.34)$$

so erhält man für die Größe λ_{ev} die Formel

$$\lambda_{ev} = \frac{6 \lambda_s}{h_{ev} \rho_w d_{dr}^2} Nu_{dr} (T_F - T_{sat}) . \quad (2.4.35)$$

λ_{ev} hat die Dimension einer reziproken Zeit. Sie kann als die effektive reziproke Lebensdauer von Wassertropfen in einer überhitzten Dampfströmung interpretiert werden. Die Formel macht deutlich, daß die Verdampfungsrate entscheidend von der Tropfengröße und damit von Dispersionsgrad der Wasserphase abhängt.

Messungen zur Größenverteilung von Wassertropfen in Annularströmungen sind u.a. von Wicks /42/, Wicks und Dukler /43/ und Mugele und Evans /44/ ausgeführt worden. Es zeigt sich, daß die Maximalgröße der Wassertropfen in der Kernströmung mit einer geeignet definierten kritischen Weberzahl korreliert werden kann. Das Programm macht in der vorliegenden Form von diesen Ergebnissen keinen Gebrauch, da nicht sicher erscheint, ob sie in Kombination mit der durch die Formel (2.3.32) dargestellten Wärmeübergangskorrelation realistische Volumverdampfungsraten in einer Zweiphasenströmung ergeben.

Um eine Anpassung an experimentelle Ergebnisse zu ermöglichen, enthält das Programm einen Eingabe-Parameter C_{ev} , der durch das Verhältnis des hydraulischen Durchmessers zum effektiven Tropfendurchmesser, d.h. durch

$$C_{ev} = \frac{d_H}{d_{dr}} \quad (2.4.36)$$

definiert ist. Je größer dieser Parameter gewählt wird, desto stärker ist die thermische Kopplung zwischen Wasser- und Dampfphase. Im Verdampfungsbereich stellen sich umso kleinere Abweichungen der Dampftemperatur von der Sättigungstemperatur ein,

je stärker diese Kopplung eingestellt wird. Die Formel für λ_{ev} ist im Unterprogramm TREVA programmiert.

2.5. Kritische Wärmestromdichte für Blasensieden und "Dry-out".

Das Programm benötigt eine Korrelation für die kritische Wärmestromdichte, die die auf lokalen Strömungsbedingungen beruht. Für jede axiale Masche des Diskretisierungsgitters wird zunächst die Wärmestromdichte für Blasensieden berechnet und dann auf Film- oder Übergangssieden umgeschaltet, wenn die unter Siedebedingungen errechnete Wandtemperatur den kritischen Wert überschreitet. Die kritische Wandtemperatur ergibt sich durch Einsetzen der kritischen Wärmestromdichte in die Siedekorrelation (2.3.3).

Für die vorliegende Programmversion eignen sich nur solche Korrelationen, die die kritische Wärmestromdichte als Funktion des lokalen Drucks, der Massenstromdichte und der lokalen Dampfqualität darstellen. Die Korrelation wird durch Aufruf des Unterprogramms DNB in die Simulationsrechnung einbezogen.

Ein Vergleich von DNB-Korrelationen, die von verschiedenen Autoren vorgeschlagen wurden, hat erhebliche Diskrepanzen im Bereich niedriger Massenströme ergeben, auch dann wenn der Massenstrom innerhalb des von den Autoren angegebenen Anwendungsbereichs liegt. Man kann offenbar nicht davon ausgehen, daß eine bestimmte Korrelation für alle Anwendungsfälle zuverlässige Werte liefert. Vor allem ist die Extrapolation von Korrelationen in Parameterbereiche, die nicht durch Messungen abgedeckt sind, sehr problematisch. Es kann sich deshalb als notwendig erweisen, für bestimmte Problemstellungen das Unterprogramm DNB auszutauschen.

Programmiert ist in der vorliegenden Programmversion eine Korrelation, die von R.W. Bowring [26] entwickelt wurde. Diese Korrelation beruht auf experimentellen Daten, die an einheitlich beheizten Strömungskanälen ermittelt wurden. Bei diesen Experimenten wird in der Regel die Siedelänge gemessen, bei der am Kanalaustritt kritische Bedingungen eintreten.

In zahlreichen DNB-Korrelationen wird die kritische Wärmestromdichte als Funktion der Siedelänge angegeben. Für die Verwendung in einer dynamischen Simulation ist die Siedelänge jedoch kein geeigneter Parameter, weil der an Kanälen mit einheitlicher Wärmestromdichte und unter stationären Bedingungen ermittelte Zusammenhang zwischen Siedelänge und kritischer Wärmestromdichte nicht in eindeutiger Weise auf Fälle mit ungleichmäßiger Wärmestromdichte und auf instationäre Vorgänge übertragbar ist. Eher geeignet erscheint der Ersatz der Siedelänge durch die lokale Dampfqualität, berechnet mit Hilfe der Energiegleichung für die Zweiphasenströmung. Die lokale Dampfqualität ist im Gegensatz zur Siedelänge auch unter transienten Bedingungen eine eindeutig definierte Größe. Eine derartige Umrechnung liegt solchen Korrelationen zugrunde, bei denen die kritische Wärmestromdichte als Funktion der lokalen Dampfqualität erscheint. Allerdings wird dabei stets eine vereinfachte Energiegleichung verwendet, die eventuelle Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht ausser

Acht läßt. Diese Vereinfachung könnte der Grund dafür sein, daß die Anwendung von Formeln, basierend auf Messungen an gleichmäßig beheizten Kanälen keine befriedigenden Ergebnisse liefern, wenn sie auf Anordnungen mit axial ungleichmäßiger Beheizung angewandt werden /27/.

Die erwähnte Korrelation von Bowring kann in folgender Form geschrieben werden:

$$q''_{cr} = \frac{h_{ev} \phi_1 + \Delta h_{sub}}{\phi_2 + \frac{4 L_{bc}}{D |m|}} \quad , \quad (2.5.1)$$

wobei L_{bc} die kritische Siedelänge und D der Kanaldurchmesser ist. Δh_{sub} ist die Enthalpiedifferenz entsprechend der Fluid-Unterkühlung am Kanaleintritt, ϕ_1 und ϕ_2 sind Funktionen, die in der Form

$$\phi_1 = \frac{\theta_1}{1 + \theta_2 D^{1/2} |m|} \quad (2.5.2)$$

und

$$\phi_2 = \frac{\theta_3}{1 + \theta_4 |m|^s} \quad (2.5.3)$$

dargestellt sind. θ_1 bis θ_4 sind Funktionen des Drucks, s ist ein druckabhängiger Exponent. Führt man die kritische Dampfqualität x_{cr} unter Verwendung der Gleichgewichts-Energiegleichung für axial konstante Wärmestromdichte

$$m h_{ev} x' = \frac{4 q'' L_b}{D} \quad (2.5.4)$$

ein, so erhält man die Formel

$$q''_{cr} = h_{ev} \frac{\phi_1 - x''_{cr}}{\phi_2} \quad , \quad (2.5.5)$$

wobei x'' die "thermodynamische" Dampfqualität ist, die durch

$$x'' = x' - \frac{\Delta h_{sub}}{h_{ev}} \quad (2.5.6)$$

definiert ist. x' ist die Dampfqualität, berechnet unter der Annahme thermodynamischen Gleichgewichts.

Der Anwendungsbereich der Korrelation wird wie folgt angegeben:

Druck:	0,7 bis 17 MPa
Kanaldurchmesser:	2 bis 45 mm
Kanallänge:	> 0,13 m
Massenstromdichte:	> 140 kg/m ² s .

Wenn die Strömungsgeschwindigkeit im Sekundärkanal gegen null geht, wird die angegebene Korrelation durch die Zuber-Kutateladse-Korrelation für Poolsieden ersetzt. (siehe Ref. 29). Sie lautet

$$q''_{cr0} = 0.15 h_{ev} \rho_s \left[\frac{\sigma g (\rho_w - \rho_s)}{\rho_s^2} \right]^{1/4} \left[1 + 0.1 \left(\frac{\rho_w}{\rho_s} \right)^{0.75} \frac{\Delta h_{sub}}{h_{ev}} \right] \quad (2.5.7)$$

Für die Berechnung der Dry-out Dampfqualität wird die von Doroschuk, Levitan und Lantzmam /30/ vorgeschlagene Korrelation benutzt, welche

$$x_{dry} = \sqrt{\frac{0.015 \sigma \sqrt{\rho_w \rho_s}}{\mu_w |m|}} \left(\frac{8 \times 10^{-3}}{d_H} \right)^{0.15} \quad (2.5.8)$$

lautet. Diese Korrelation ist im Unterprogramm FDRY programmiert.

2.6. Druckdifferenzen an Querschnittsänderungen.

Die an abrupten Querschnittsänderungen des Strömungskanals auftretenden Druckdifferenzen werden an Hand der quasistationären Kontinuitäts-, Energie- und Impulsgleichung berechnet. Das Resultat ist eine sogenannte "prompte" Näherung. Die Vernachlässigung der partiellen Ableitungen nach der Zeit, bedeutet, daß die Verzögerungszeiten für die Einstellung der Druckdifferenzen so klein sind, daß sie ausser Betracht bleiben können.

Für die Berechnung der Druckdifferenz wird die Impulsgleichung ohne Reibungs- und hydrostatische Terme verwendet. Die so ermittelte Druckdifferenz wird auf die Lösung der vollständigen Impulsgleichung (1.15) aufaddiert. Bei der Diskretisierung des Strömungskanals sollte beachtet werden, daß dem Programm die Annahme zugrundeliegt, daß eine Querschnittsänderung stets auf der Grenzfläche zweier benachbarter Diskretisierungsvolumina lokalisiert ist.

Kennzeichnet man mit dem Index 1 den relativ zur Querschnittsänderung stromaufwärts gelegenen Teil des Strömungskanals und mit dem Index 2 den stromabwärts gelegenen, so lautet die quasistationäre Impulsgleichung

$$p_1 + [m_w v_w + m_s v_s]_1 = p_2 + [m_w v_w + m_s v_s]_2 \quad (2.6.1)$$

Führt man die durch Formel (1.7) definierte Dampfqualität ein, so kann diese Gleichung auch in der Form

$$p_1 + m_1 v_{x1} = p_2 + m_2 v_{x2} \quad (2.6.3)$$

geschrieben werden, wobei

$$v_x = (1 - x) v_w + x v_s \quad (2.6.3)$$

bedeutet.

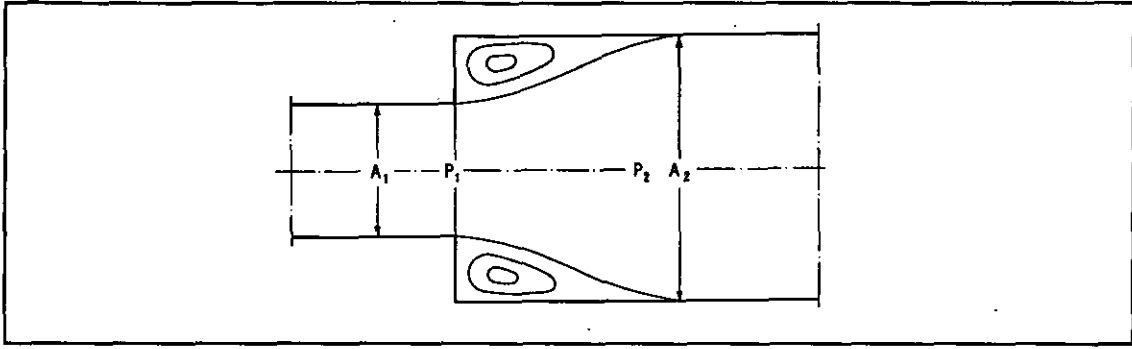


Abbildung 2.6.1: Erweiterung des Strömungs-Querschnitts.

2.6.1. Querschnitts-Erweiterung

Die Abbildung 2.6.1 zeigt schematisch die Strömungsverteilung hinter einer abrupten Erweiterung des Strömungsquerschnitts. Unmittelbar hinter der Querschnittserweiterung löst sich die Strömung zunächst von der Wand ab und expandiert dann radial unter Bildung von Wirbeln bis sie sich wieder an die Wand anlegt. In der Ebene der Querschnittserweiterung ist die Massenstromdichte in dem freien Querschnitt, der beiden Abschnitten gemeinsam ist, stetig. Dort gilt also $m_2 = m_1$. Aus (2.6.2) folgt hieraus

$$p_2 - p_1 = m_2 (v_{x1} - v_{x2}) \quad (2.6.4)$$

Die in v_x auftretenden Geschwindigkeiten von Wasser und Dampf können aus den Formeln (1.6) berechnet werden. Dem Programm ist die Annahme zugrundegelegt, daß im Bereich der Querschnittsänderung kein Massentransfer zwischen den Phasen stattfindet, also $x_2 = x_1$ gilt. Mit dieser zusätzlichen Annahme ist (2.6.4) mit einer Formel identisch, die Romie angegeben wurde (zitiert in /35/).

Der hinter der Querschnittserweiterung sich einstellende Dampf-Volumanteil α_2 kann durch Auflösung der Gleichung (1.17) nach α berechnet werden, wenn Annahmen über den Phasenschlupf s_2 gemacht werden. Das Programm berechnet s_2 aus der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Schlupf-Korrelation. Messungen, wie sie zum Beispiel von Fitzsimmons /36/ ausgeführt wurden, scheinen jedoch anzuzeigen, daß eine bessere Übereinstimmung erzielt wird, wenn stromabwärts eine homogene Strömung angenommen wird, d.h. $s_2 = 1$ gesetzt wird.

2.6.2. Querschnitts-Verminderung

Bei einer abrupten Verengung des Strömungsquerschnitts tritt unmittelbar hinter der Ebene der Querschnittsverminderung eine Einschnürung der Strömung auf, die über eine begrenzte Strecke eine zusätzliche Verminderung des effektiven Strömungsquerschnitts bewirkt. Der Strömungsverlauf ist in der Abbildung 2.6.2 schematisch dargestellt. Der Bereich der Strömungsablösung wird als "vena contracta" bezeichnet. Der effektive Strömungsquerschnitt in der vena contracta ist im folgenden mit A_c bezeichnet.

Der Gesamt-Druckverlust setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Der erstere ist ein Druckverlust durch Kontraktion der Strömung von Querschnitt A_1 zum Querschnitt A_c , der zweite eine Druckdifferenz durch Expansion vom Querschnitt A_c zum Querschnitt A_2 . Der Expansionsanteil kann mit den im vorhergehenden Abschnitt angegebenen Formeln berechnet werden, wobei lediglich v_{x1} durch den entsprechenden Ausdruck für die vena contracta zu ersetzen ist.

Die Berechnung des Kontraktions-Druckverlusts erfordert eine Energie- und Impulsbilanz. Die Änderung der inneren Energie in der Strömung muß so beschaffen sein, daß der Energiebedarf für die Beschleunigung und die Energiedissipation durch Reibung innerhalb der Strömung gedeckt wird. Die Formel (1.10) ergibt für die quasistationäre Energiebilanz nach Integration dieser Gleichung über den Strömungsquerschnitt

$$A_1 [m_h + m_{kin}]_1 = A_c [m_h + m_{kin}]_c , \quad (2.6.5)$$

oder nach Einführung der Dampfqualität

$$A_1 m_1 [\tilde{h}_1 + X_{kin1}] = A_c m_c [\tilde{h}_c + X_{kin c}] , \quad (2.6.6)$$

wobei

$$\tilde{h} = (1 - x) h_w + x h_s , \quad (2.6.7)$$

und

$$X_{kin} = \frac{1}{2} [(1 - x) v_w^2 + x v_s^2] \quad (2.6.8)$$

bedeutet. Da wegen der angenommenen Quasistationarität der Massenstrom vor und hinter der Querschnittsänderung gleich ist, d.h. $A_1 m_1 = A_c m_c$ gilt, kann die Formel (2.6.6) auch in der Form

$$\tilde{h}_1 + X_{kin1} = \tilde{h}_c + X_{kin2} \quad (2.6.9)$$

geschrieben werden. Ersetzt man die spezifische Enthalpie h durch die spezifische innere Energie $u = h + p/\rho$ so folgt

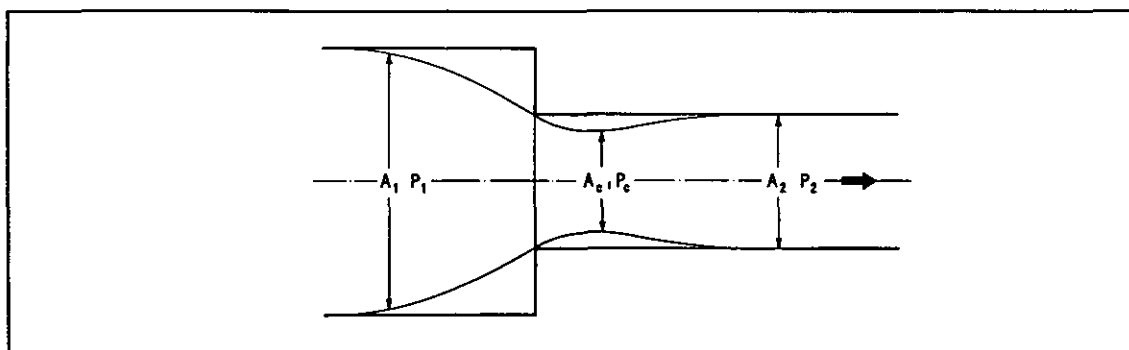


Abbildung 2.6.2: Verminderung des Strömungs-Querschnitts.

$$\frac{p_c}{\tilde{\rho}_c} - \frac{p_1}{\tilde{\rho}_1} = \tilde{u}_1 - \tilde{u}_c + X_{kin 1} - X_{kin c} , \quad (2.6.10)$$

wenn

$$\tilde{u} = (1 - x) u_w + x u_s \quad (2.6.11)$$

und

$$\frac{1}{\tilde{\rho}} = \frac{1 - x}{\rho_w} + \frac{x}{\rho_s} \quad (2.6.12)$$

ist. Die in Formel (2.6.10) auftretende Differenz der inneren Energie stellt irreversible Energieverluste durch innere Reibung dar. Der Beitrag ist im allgemeinen im Vergleich zu den kinetischen Termen klein und wird deshalb vernachlässigt. Vernachlässigt man die Kompressibilität und einen eventuellen Massentransfer zwischen beiden Phasen, indem man $\rho_{w1} = \rho_{wc}$, $\rho_{s1} = \rho_{sc}$ und $x_1 = x_c$ setzt, so folgt

$$p_c - p_1 = \tilde{\rho} [X_{kin 1} - X_{kin c}] . \quad (2.6.13)$$

Addiert man die Expansions-Druckdifferenz, so folgt

$$p_2 - p_1 = \tilde{\rho} [X_{kin 1} - X_{kin c}] + m_2 [v_{xc} - v_{x2}] . \quad (2.6.14)$$

Die in X_{kin} und v_x auftretenden Geschwindigkeiten können wie in der Formel für Expansion mit Hilfe der Gleichungen (1.6) durch die entsprechenden Massenstromdichten m_2 und m_c ersetzt werden. Ferner kann der volumetrische Dampfanteil α_2 mit Hilfe der Formel (1.17) durch den zugeordneten Phasenschlupf s_2 ersetzt werden. Schliesslich kann eine der beiden Massenstromdichten mit der stationären Massenbilanz $A_2 m_2 = A_c m_c$ eliminiert werden.

Die Formel (2.6.14) ist von von Geiger und Rohrer /37/ an Hand von Messungen überprüft worden. Dabei wurde für die Einschnürung der Strömung in der vena contracta die Korrelation von Weisbach zugrundegelegt. Die beste Übereinstimmung wurde auch hier dann erzielt, wenn unmittelbar hinter der Querschnittsänderung eine homogene Zweiphasenströmung (mit $s_2 = 1$) angenommen wird.

Die angegebenen Formeln sind im Unterprogramm LOCDP programmiert. Für die Berechnung der Kontraktions-Druckdifferenz wird die Korrelation von Weisbach benutzt, die analytisch in der Form

$$\frac{A_2}{A_c} = 1 + 0,64 \left[1 - \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 \right] \quad (2.6.15)$$

dargestellt werden kann. Bei Strömungsumkehr schaltet das Programm automatisch von Kontraktion auf Expansion bzw. von Expansion auf Kontraktion um. Das Unterprogramm berechnet darüberhinaus einen zusätzlichen Druck-Verlust aus der Formel

$$\Delta p = C_{FRL} \tilde{\rho}_2 X_{kin 2} , \quad (2.6.16)$$

wobei C_{FRL} ein (dimensionsloser) Druckverlustkoeffizient ist, der durch Eingabe spezifiziert werden kann. Mit diesem Parameter können Druckverluste, zum Beispiel an

Drosselventilen, erfaßt werden, die in den Formeln für Kontraktion oder Expansion nicht enthalten sind.

2.6.3. Kritische Ausströmung.

Das Programm enthält ein Unterprogramm, welches es ermöglicht, einen Bruch des sekundärseitigen Strömungskanals zu simulieren. Der Bruch des Kanals wird modelliert, indem der Impulsgleichung für die Zweiphasenströmung an der Bruchstelle ein abrupt erniedrigter Druck als Randbedingung eingeprägt wird. Die Leckgröße ist Eingabeparameter des Programms.

Die Zustandsänderung der Zweiphasenströmung an der Bruchstelle wird als adiabatisch angenommen, Reibungsverluste in der Strömung werden also vernachlässigt. Die adiabatische Zustandsänderung bewirkt, daß die Massenstromdichte einen bestimmten Maximalwert nicht überschreiten kann. Dieser wird im folgenden als kritische Massenstromdichte bezeichnet. Die kritische Massenstromdichte als Funktion des Randdrucks p_E ist also durch die Bedingung

$$\frac{\partial m_E}{\partial p_E} = 0 \quad (2.6.17)$$

gekennzeichnet, wenn m_E die Leck-Massenstromdichte ist.

Zur Berechnung der Ausströmrates wird im folgenden die Energiebilanz (2.6.10) herangezogen, wobei die Änderung der inneren Energie vernachlässigt wird. Bezeichnet man mit p_1 den Druck im Strömungskanal an der Bruchstelle, so lautet die Bilanzgleichung

$$X_{kin E} = \frac{p_1}{\tilde{\rho}_1} - \frac{p_E}{\tilde{\rho}_E} + X_{kin 1} \quad (2.6.18)$$

Die Massenstromdichte kann explizit in die Gleichung eingeführt werden, indem man von der Tatsache Gebrauch macht, daß X_{kin} dem Quadrat der Massenstromdichte proportional ist. Diese Größe kann also in der Form

$$X_{kin} = m^2 Z \quad (2.6.19)$$

geschrieben werden, wobei Z nur noch von der Dichte, der Dampfqualität und dem volumetrischen Dampfanteil abhängt. Damit erhält man

$$m_E^2 = \frac{1}{Z_E} \left(\frac{p_1}{\tilde{\rho}_1} - \frac{p_E}{\tilde{\rho}_E} + m_1^2 Z_1 \right).$$

Eliminiert man die Massenstromdichte m_1 mit Hilfe der stationären Massenbilanz $A_E m_E = A_1 m_1$, wobei A_E der Leckquerschnitt ist, so erhält man

$$m_E^2 = \frac{A_E^2}{Z_E - \left(\frac{A_E}{A_1}\right)^2 Z_1} \left(\frac{p_1}{\tilde{\rho}_1} - \frac{p_E}{\tilde{\rho}_E} \right). \quad (2.6.20)$$

Die adiabatische Änderung der Dichte wird in der Form

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \left(\frac{p}{p_1} \right)^{1/k} \quad (2.6.21)$$

approximiert, wobei k der Adiabatenexponent

$$k = \frac{\rho}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (2.6.22)$$

ist. Die Formel (2.6.21) ist für ein ideales Gas exakt, da in diesem Fall der Adiabatenexponent eine Konstante ist. Für Wasser und Wasserdampf trifft dies nicht zu. Der Exponent ist in diesem Fall eine Funktion des Drucks und der Temperatur. Da die Abhängigkeit von diesen Größen jedoch schwach ist, stellt (2.6.21) eine Interpolationsformel dar, die innerhalb eines relativ breiten Druck- und Temperaturbereichs brauchbar ist, wenn für k ein geeigneter Mittelwert benutzt wird.⁴

Bezeichnet man mit k_w den Adiabatenexponenten für Wasser und mit k_s den für Dampf, so ergibt sich durch Einsetzen von (2.6.21) in die Definitionsgleichung (2.6.12) für die Größe $\tilde{\rho}$

$$\frac{p_E}{\tilde{\rho}_E} = \frac{1 - x_E}{\rho_{w1}} \left(\frac{p_E}{p_1} \right)^{k_w} + \frac{x_E}{\rho_{s1}} \left(\frac{p_E}{p_1} \right)^{k_s}, \quad (2.6.23)$$

wobei zur Abkürzung

$$\kappa = \frac{k - 1}{k} \quad (2.6.24)$$

gesetzt wurde.

Die Energiegleichung in der durch Formel (2.6.20) dargestellten Form gilt nur für den Bereich unterkritischer Ausströmraten. Oberhalb der durch das Kriterium (2.6.17) bestimmten Grenze wird die Ausströmraten von p_E unabhängig. Im folgenden wird derjenige Randdruck, für den (2.6.17) erfüllt ist, mit p_{cr} (kritischer Randdruck) bezeichnet.

Führt man zur zur Abkürzung die Bezeichnungen

$$\Phi = A_E^2 \left(\frac{p_1}{\tilde{\rho}_1} - \frac{p_E}{\tilde{\rho}_E} \right) \quad (2.6.25)$$

und

$$N = Z_E - \left(\frac{A_E}{A_1} \right)^2 Z_1 \quad (2.6.26)$$

ein, sodaß die Energiegleichung die Form $m_E^2 = \Phi/N$ erhält, so kann das Kriterium (2.6.17) für die kritische Massenstromdichte auch in der Form

⁴ Die vernachlässigten inneren Reibungsverluste können im Prinzip auch bei einer Zweiphasenströmung durch die Einführung von Polytrophenexponenten berücksichtigt werden.

$$N \frac{\partial \Phi}{\partial p_E} - \Phi \frac{\partial Z_E}{\partial p_E} = 0 \quad (2.6.27)$$

geschrieben werden. Aus (2.6.23) folgt

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p_E} = - \frac{A_E^2}{p_E} \left[\frac{1 - x_E}{\rho_{w1}} \left(\frac{p_E}{p_1} \right)^{\kappa_w} \kappa_w + \frac{x_E}{\rho_{s1}} \left(\frac{p_E}{p_1} \right)^{\kappa_s} \kappa_s \right]. \quad (2.6.28)$$

Für Z ergibt sich aus den Formeln (1.6)

$$Z = \frac{1}{2} \left[\frac{(1 - x)^3}{\rho_w^2 (1 - \alpha)^2} + \frac{x^3}{\rho_s^2 \alpha^2} \right]. \quad (2.6.29)$$

Eliminiert man den Volumanteil α mit Hilfe der Gleichung (1.17), so erhält man

$$Z = \frac{1}{2} \left[\frac{1 - x}{\rho_w} + \frac{x}{\rho_s s} \right]^2 [1 - x + x s^2]. \quad (2.6.30)$$

Die Bildung der Ableitung von Z_E nach p_E erfolgt in analoger Weise wie die Herleitung der Ableitung von Φ nach p_E . Dabei ist zu beachten, daß auch der Ausströmschlupf s_E im allgemeinen eine Funktion von ρ_{wE} und ρ_{sE} ist und somit von p_E abhängt.

Aus

$$\frac{\partial Z_E}{\partial p_E} = \frac{\partial Z_E}{\partial \rho_w} \frac{\partial \rho_w}{\partial p_E} + \frac{\partial Z_E}{\partial \rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial p_E}$$

und

$$\frac{\partial \rho}{\partial p_E} = \frac{\rho_E}{p_E} \frac{1}{k}$$

folgt

$$\frac{\partial Z_E}{\partial p_E} = \frac{1}{p_E} \left[\frac{\partial Z_E}{\partial \rho_w} \frac{\rho_{wE}}{k_w} + \frac{\partial Z_E}{\partial \rho_s} \frac{\rho_{sE}}{k_s} \right]. \quad (2.6.31)$$

Das Ausströmmmodell ist im Unterprogramm BLOW programmiert. Dieses Programm berechnet zunächst den kritischen Ausströmdruck p_{cr} , der sich aus der Lösung der Gleichung (2.6.27) ergibt. Die Massenstromdichte m_E wird dann aus der Gleichung (2.6.20) berechnet, wobei p_E durch $p_E^* = \max(p_E, p_{cr})$ ersetzt wird.

In der vorliegenden Programmversion ist dem Modell die Annahme zugrundegelegt, daß kein Massentransfer zwischen den beiden Phasen stattfindet, d.h. daß $x_E = x_1$ ist. Ferner wird die adiabatische Zustandsänderung von Wasser vernachlässigt, indem $k_w = \infty$ und somit $\kappa_w = 1$ gesetzt wird.

2.7. Wärmeübergang und Reibung im Primärkanal.

Der Primärkanal kann aus Sektionen bestehen, in denen die Verdampferrohre parallel zum Gasstrom angeordnet sind und solchen, in denen die Rohre in Form von Rohrbündeln angeordnet sind, die quer angeströmt werden. Die verschiedenen Geometrien werden durch Eingabeparameter gekennzeichnet, die im folgenden erläutert werden.

Der Koeffizient für den Wärmeübergang zwischen Gas und äußerer Rohroberfläche wird aus der Einphasen-Korrelation (2.3.13) unter Verwendung der Stoffwerte für das Gas berechnet.

Bei Parallelströmung ist der hydraulische Durchmesser, mit dem die Reynoldszahl und der Wärmeübergangskoeffizient gebildet werden, gleich dem äußeren Rohrdurchmesser zu setzen. Bei Queranströmung ist für den hydraulischen Durchmesser der Aussendurchmesser, multipliziert mit $\pi/2$, anzusetzen.

Die in die Formel eingehende Massenstromdichte wird aus dem Massenstrom, dividiert durch den effektiven freien Strömungsquerschnitt A berechnet. Dieser Strömungsquerschnitt ist Eingabeparameter des Programms. Bezeichnet man mit A_0 den Kanalquerschnitt ohne Rohre, so ergibt sich die freie Strömungsfläche aus

$$A = A_0 \Psi, \quad (2.7.1)$$

wobei Ψ der Hohlraumanteil ist, also der Anteil des Querschnitts A_0 , der nicht von den Verdampferrohren in Anspruch genommen wird. Von Gnielinski /39/ werden für Rohrbündel folgende Formeln für den Hohlraumanteil angegeben:

$$\Psi = \begin{cases} 1 - \frac{\pi}{4a} & \text{für } b \geq 1, \\ 1 - \frac{\pi}{4ab} & \text{für } b < 1, \end{cases} \quad (2.7.2)$$

wobei a das Querteilungs- und b das Längsteilungsverhältnis ist.⁵ Bei quer angeströmten Rohrbündeln ist die aus (2.3.11) bzw. (2.3.12) errechnete Nusseltzahl für ein Einzelrohr mit einem Korrekturfaktor f_A zu multiplizieren, der vom Hohlraumanteil und der Rohranordnung abhängt. Dieser Faktor ist ebenfalls Eingabeparameter des Programms. Formeln zur Berechnung finden sich in /39/. Für Parallelströmung ist $f_A = 1$ zu setzen.

Die Reibungs-Druckverluste sind ebenfalls von der Rohranordnung abhängig. Für Parallelströmung kann die Wandschubspannung in der Form (2.2.1) mit einem Reibungskoeffizienten ζ nach Formel (2.2.3) angesetzt werden. Für den hydraulischen Durchmesser ist der Aussendurchmesser der Rohre anzusetzen.

Bei quer angeströmten Rohrbündeln kann der Reibungs-Druckverlust pro angeströmtem Rohr in der Form

$$\Delta p_F = \zeta' \frac{d_A}{d'} \frac{1}{2 \rho_g} |m_g| m_g \quad (2.7.3)$$

⁵ $b < 1$ kennzeichnet stets Rohrbündel mit versetzter Anordnung der Rohre.

dargestellt werden. Dabei ist d_A der Aussendurchmesser des Rohres und d' eine charakteristische Länge, die aus

$$d' = d_A \frac{\Psi}{1 - \Psi} \quad (2.7.4)$$

zu berechnen ist. ρ_g ist die Gasdichte und m_g die Massenstromdichte des Gases, berechnet aus dem effektiven freien Strömungsquerschnitt nach Formel (2.7.1). Der Reibungskoeffizient ζ' ist eine Funktion der Reynoldszahl, gebildet mit der charakteristischen Länge d' und der Massenstromdichte m_g . Das Programm benutzt die Reibungskorrelation

$$\zeta' = 2 \left(\frac{64}{Re} + \frac{2}{Re^{0,18}} \right), \quad (2.7.5)$$

die von W.Kast /40/ für regelmässige versetzte Rohranordnungen im Reynoldsbereich $< 3 \times 10^5$ empfohlen wird.

Der Gesamt-Druckverlust durch Reibung in einer Sektion ist durch die Formel (2.7.3), multipliziert mit der Zahl der in dieser Sektion in Strömungsrichtung hintereinanderliegenden Rohrreihen gegeben. Die Zahl der Rohrreihen pro Längeneinheit ist Eingabeparameter des Programms.

3. Numerische Integration

Die Sektionen des Dampferzeugers werden axial in eine vorgegebene Zahl von Diskretisierungsvolumina unterteilt. Diese werden im folgenden, wie üblich, als "Kontrollvolumina" bezeichnet. Die Zahl der Volumina kann durch Eingabe für jede Sektion gesondert vorgegeben werden. Dadurch besteht die Möglichkeit, die Feinheit der Diskretisierung längs des Strömungskanals zu variieren.

Die Kontrollvolumina bilden die Basis für die Definition eines Systems gekoppelter gewöhnlicher Differentialgleichungen. Dieses Differentialgleichungssystem wird durch das im folgenden beschriebene numerische Verfahren integriert.

3.1. Numerischer Algorithmus

Bei der Auswahl der numerischen Methode haben Gesichtspunkte der numerischen Stabilität im Vordergrund gestanden. Da das Programm auch zur Analyse physikalischer Instabilitäten dient, ist die Vermeidung numerischer Instabilitäten wichtig. Zugrundegelegt ist die Methode der finiten Volumina. Sie beruht darauf, daß die partiellen Differentialgleichungen durch Anwendung des Gauß'schen Integralsatzes auf ein Diskretisierungs-Volumen "vorintegriert" werden. Dadurch wird das System partieller Differentialgleichungen in ein System gekoppelter gewöhnlicher Differentialgleichungen überführt. Dieses Differentialgleichungs-System ist steif, hauptsächlich wegen der kurzen Lebensdauer der Dampfblasen im Bereich starker Unterkühlung. Zur Integration in Zeitrichtung ist deshalb die Verwendung eines steif-stabilen Verfahrens erforderlich. Benutzt wird der Zweischritt-BDF-Algorithmus. Angewandt auf ein System von Differentialgleichungen

$$\frac{dy}{dt} = f(y, t) , \quad (3.1.1)$$

wobei y der Vektor der abhängigen Variablen $y^T = \{y_1, \dots, y_N\}$ und f der Vektor der rechten Seiten der Differentialgleichungen ist, lautet diese Integrationsformel bei konstanter Zeitschrittweite h

$$y_i = y_{i-1} + \frac{1}{3} (y_{i-1} - y_{i-2}) + \frac{2}{3} h f_i , \quad (3.1.2)$$

wenn der Index i aufeinanderfolgende Zeitniveaus bezeichnet. f_i bezeichnet in dieser Formel die Größe $f(y_i, t)$, wobei y_i die durch den numerischen Algorithmus erzeugte Näherung für den Lösungsvektor des Differentialgleichungssystems ist. Der Algorithmus ist voll implizit und erfordert deshalb die Lösung eines (im vorliegenden Fall nichtlinearen) Gleichungssystems.

Das Programm geht stets von einem stationären Anfangszustand des System aus, was die Lösung eines Gleichungssystems der Form

$$f(y_0, 0) = 0 \quad (3.1.3)$$

erfordert, wenn y_0 der Vektor der Anfangswerte ist. Das Gleichungssystem (3.1.3) hat nur dann eine Lösung, wenn die dem System eingepprägten räumlichen Randbedingungen am Eintritt bzw. Austritt der beiden Strömungskanäle bestimmte Bedingungen erfüllen. Das Verfahren zur Lösung von (3.1.3) wird im Abschnitt 3.3.4 beschrieben.

Das Programm enthält eine Zeitschritt-Steuerung, die teilweise automatisch wirkt, teilweise aber auch durch Eingabe beeinflusst werden kann. Die automatische Steuerung bewirkt eine Halbierung der Zeitschrittweite, wenn die Iterationsprozeduren zur Lösung des Gleichungssystems nicht konvergieren oder die Fehlertoleranzen der Iterationen nicht unterschritten werden. Wenn eine Zeitschritthalbierung initialisiert wird, springt das Programm auf das vorhergehende Zeitniveau zurück, rekonstruiert den zugehörigen Lösungsvektor und versucht, die Integration mit verkleinerter Schrittweite fortzusetzen. Gelingt dies nicht, wird die Schrittweite erneut halbiert, bis entweder die Iterationen konvergieren oder eine kleinste, durch Eingabe vorgegebene, Zeitschrittweite unterschritten wird. Im letzteren Fall wird der Integrationsprozeß abgebrochen.

Der Integrationsprozeß kann unter Umständen unerwartete Ergebnisse liefern, die Folge der Nichtlinearität des Gleichungssystems sind. Bei nichtlinearen Systemen können Verzweigungen (Bifurkationen) auftreten, die dadurch gekennzeichnet sind, daß kleinste Änderungen der Rand- oder Anfangsbedingungen von einem bestimmten Zeitpunkt ab einen völlig andersartigen zeitlichen Verlauf der Transiente ergeben. Ein derartiges Verhalten bezeichnet man als "chaotisch". Da das zugrundeliegende mathematische Modell deterministisch ist, spricht man von "deterministischem Chaos". Das Auftreten von Verzweigungen kann als ein Indikator dafür angesehen werden, daß die Zweiphasen-Strömung unter diesen Bedingungen auch in der Realität instabil ist.

Nach einer Zeitschrittverminderung wird die Integration zweimal mit der halbierten Zeitschrittweite ausgeführt, anschliessend macht das Programm den Versuch, durch Zeitschritt-Verdopplung die ursprüngliche Zeitschrittweite wiederherzustellen. Diese "Standard"-Schrittweite kann als Funktion der Zeit durch Eingabe vorgeschrieben werden. Sie stellt für den automatischen Steuerungsmechanismus einen oberen Grenzwert dar, der nicht überschritten wird. Die Vorgabe der Standard-Schrittweite hat im wesentlichen rechenökonomische Bedeutung. Wenn sie zu groß gewählt wird, werden häufige Zeitschritt-Reduzierungen initialisiert, die zu unnötigem Rechenaufwand führen. Wenn sie zu klein gewählt wird, führt das Programm im Fall einer sich langsam verändernden Transiente unnötig viele Zeitschritte aus, was nicht nur zu großen Rechenaufwand, sondern auch eine vermeidbare Akkumulation von Abrundungsfehlern verursacht.

Bei einer Veränderung der Zeitschrittweite müssen die in der Formel (3.1.2) auftretenden Koeffizienten modifiziert werden. Mit den Bezeichnungen $h_i = t_i - t_{i-1}$ und $\dot{y}_i = (y_i - y_{i-1})/h_i$, kann die Formel (3.1.2) verallgemeinert in der Form

$$y_i = y_{i-1} + h_i (a_1 \dot{y}_{i-1} + b_0 f_i) \quad (3.1.4)$$

geschrieben werden, wobei

$$a_1 = \frac{h_i}{2h_i + h_{i-1}} \quad ; \quad b_0 = 1 - a_1 \quad (3.1.5)$$

ist. Zur Vereinfachung von Formeln in den folgenden Abschnitten wird die Abkürzung

$$\Delta_t y_i = \frac{y_i - y_{i-1} - h_i a_1 \dot{y}_{i-1}}{b_0 h_i} \quad (3.1.6)$$

eingeführt, mit der die Formel (3.1.4) die Form

$$\Delta_t y_i = f_i \quad (3.1.7)$$

erhält. Δ_t ist in der verwendeten BDF-Formulation die numerische Näherung des zeitlichen Differentialquotienten.

Es erweist sich als unzweckmäßig, den Vektor \dot{y}_{i-1} in Formel (3.1.4) aus der Differenz der y -Werte zu berechnen. Bei kleinen Zeitschrittweiten ergeben sich diese Vektorkomponenten als kleine Differenzen großer Zahlen, was zu exzessiven Abrundungsfehlern führen kann. Es werden deshalb zur Verwendung im nächsten Zeitschritt nicht die Vektoren y_i , sondern die Vektoren \dot{y}_i abgespeichert, die aus der Formel

$$\dot{y}_i = a_1 \dot{y}_{i-1} + b_0 f_i \quad (3.1.8)$$

berechnet werden. Wegen der stationären Anfangsbedingung ist $\dot{y}_0 = 0$ zu setzen.

3.2. Differentialgleichungssystem der finiten Volumina.

3.2.1. Fluiddynamische Gleichungen

Der Gauss'sche Integralsatz, angewandt auf ein Kontrollvolumen V_n , besagt, daß die zeitliche Änderung des "Inventars" (an Masse bzw. innerer Energie) durch die Volum-Quellrate, vermindert um die Volum-Senkenrate, sowie durch die Einströmung über die Einströmoberfläche, vermindert um die Ausströmung über die Ausströmoberfläche gegeben ist. Bei Anwendung dieses Satzes sind also Massen- und Energieströme Größen, die auf den Oberflächen der Volumina definiert sind. In den folgenden Formeln werden Strömungsflächen durch halbzahlige Indizes gekennzeichnet. So bezeichnet der Index $n - 1/2$ den Strömungsquerschnitt zwischen den Kontrollvolumina V_n und V_{n-1} .

Die der Mischungs-Kontinuitätsgleichung (1.1) entsprechende Bilanzgleichung für die Fluidmasse lautet, da keine Netto-Massenquellen vorhanden sind

$$\frac{dM_{tn}}{dt} = w_{n-1/2} - w_{n+1/2} \quad , \quad (3.2.1)$$

wobei $w_k = A_k m_k$ der Massenstrom durch die Strömungsfläche A_k ist. M_{tn} ist das Fluid-Masseninventar des Volumens V_n . Es kann in der Form

$$M_{tn} = V_n \bar{\rho}_n \quad (3.2.2)$$

geschrieben werden, wobei $\bar{\rho}_n$ der Mittelwert der Zweiphasendichte im Kontrollvolumen ist.

Die der Gleichung (1.8) entsprechende Bilanzgleichung für das Dampf-Inventar M_{sn} lautet

$$\frac{dM_{sn}}{dt} = w_{sn-1/2} - w_{sn+1/2} - V_n \Gamma_{cn} - S_n \Gamma'_{cn} + V_n \Gamma_{evn} + S_n \Gamma'_{evn} , \quad (3.2.3)$$

wobei das Dampfinventar M_{sn} durch $M_{sn} = V_n \overline{\rho_{sn} \alpha_n}$ definiert ist. Für den Dampf-Massenstrom w_{sk} gilt $w_{sk} = w_k x_k$, wenn x_k die Dampfqualität auf der Strömungsfläche A_k ist. Das Programm berechnet diese Größe aus der Gleichung (1.17) unter Verwendung des Dampfanteils α im stromaufwärts gelegenen Kontrollvolumen (auch als "Donorzelle" bezeichnet), d.h. aus

$$x_{n-1/2} = \begin{cases} x(\bar{\alpha}_{n-1}) & \text{für } w_{n-1/2} \geq 0 \\ x(\bar{\alpha}_n) & \text{für } w_{n-1/2} < 0 \end{cases} . \quad (3.2.4)$$

Diese Formulierung vernachlässigt die räumliche Variation des Dampfanteils in der Donorzelle, weil der Randwert $x_{n-1/2}$ durch den Mittelwert \bar{x}_{n-1} bzw. \bar{x}_n ersetzt wird. Die Näherung ist für den Hauptanteil des Diskretisierungsfehlers verantwortlich, es zeigt sich jedoch, daß sie die numerische Stabilität begünstigt. Das Verfahren wird in analoger Weise auf die Enthalpieströme in der Energiegleichung und auf die Impulsströme in der Impulsgleichung angewandt.

Die der Gleichung (1.9) entsprechende Bilanzgleichung für die flüssige Phase lautet

$$\frac{dM_{wn}}{dt} = w_{wn-1/2} - w_{wn+1/2} + V_n \Gamma_{cn} + S_n \Gamma'_{cn} - V_n \Gamma_{evn} - S_n \Gamma'_{evn} , \quad (3.2.5)$$

wobei M_{wn} das Flüssigkeitsinventar des Volumens V_n ist, welches durch $M_{wn} = V_n \rho_{wn} (1 - \alpha)_n$ definiert ist.

Für die der Gleichung (1.10) entsprechende Energie-Bilanz ergibt sich

$$\frac{dU_n}{dt} = H_{n-1/2} - H_{n+1/2} + J_{n-1/2} - J_{n+1/2} + S_n \bar{q}''_n , \quad (3.2.6)$$

wobei $U_n = V_n \bar{u}_n$ das Inventar an innerer Energie ist. \bar{q}''_n ist der Mittelwert der Wärmestromdichte auf der beheizten Oberfläche S_n und H der Enthalpiestrom, definiert durch

$$H_k = w_k [(1 - x) h_w + x h_s]_{m(k)} , \quad (3.2.7)$$

wobei $m(k)$ der Donorzellen-Index für die Strömungsfläche A_k ist. Entsprechend gilt für die Konvektionsterme der kinetischen Energie

$$J_k = w_k [(1 - x) v_w^2 + x v_s^2]_{m(k)} . \quad (3.2.8)$$

Die Impulsgleichungen werden in einem versetzten Gitter formuliert, welches gegen das Massengitter derart versetzt ist, daß die Mitten des Impulsgitters auf den Strömungsoberflächen des Massengitters liegen. Der Sachverhalt ist in der Abbildung 3.1 dargestellt, die den allgemeinen Fall wiedergibt, bei dem sich der Strömungsquerschnitt an der Grenzfläche ändert. Die Impulsgleichung für den Massenstrom durch die Strömungsfläche $A_{n-1/2}$ wird aus der Gleichung (1.15) hergeleitet, indem diese Gleichung von der Mitte des stromaufwärts gelegenen Massen-Kontrollvolumens (bei $z = z_{n-1}$) bis zur

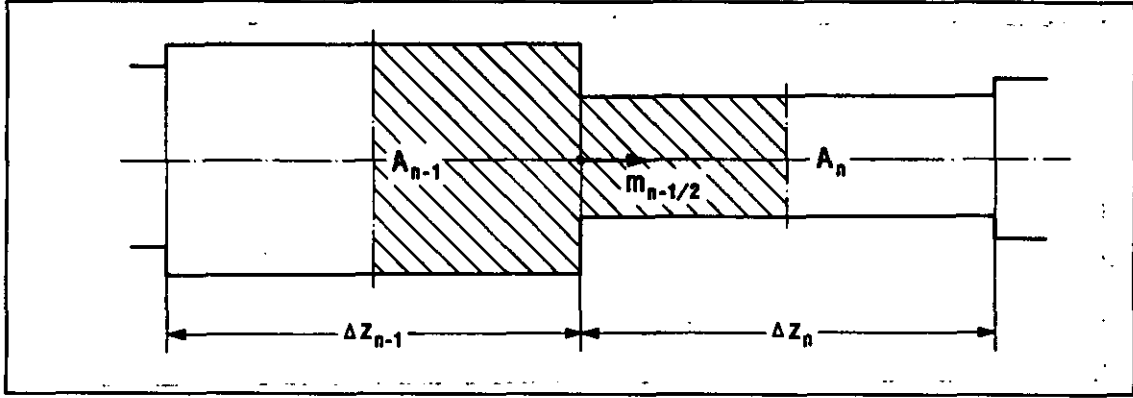


Abbildung 3.1: Diskretisierung der Impulsgleichung
(schraffiert: Diskretisierungsgitter der Impulsgleichung)

Mitte des stromabwärts gelegenen Kontrollvolumens (bei $z = z_n$) integriert wird. Dabei wird die Annahme gemacht, daß an der Grenzfläche der Massenstrom stetig ist.

Führt man zur Vereinfachung die Abkürzung

$$F = \frac{P_f}{8 A^3} \frac{\zeta}{\rho} \quad (3.2.9)$$

ein, wobei ζ der mit Formel (2.2.1) eingeführte Reibungskoeffizient ist, so schreibt sich der Reibungsterm in Gleichung (1.15) in der Form

$$\frac{P_f}{A} \tau_w = F |w| w \quad (3.2.10)$$

Die integrierte Impulsgleichung lautet dann

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta z_{n-1}}{A_{n-1}} + \frac{\Delta z_n}{A_n} \right) \frac{d w_{n-1/2}}{d t} &= (\overline{m v})_{n-1} - (\overline{m v})_n + \bar{p}_{n-1} - \bar{p}_n - \Delta p_L \\ &- \frac{1}{2} g [\Delta z_{n-1} \cos \theta_{n-1} \bar{\rho}_{n-1} + \Delta z_n \cos \theta_n \bar{\rho}_n] \\ &- \frac{1}{2} [\Delta z_{n-1} \bar{F}_{n-1} + \Delta z_n \bar{F}_n] |w_{n-1/2}| w_{n-1/2} \end{aligned} \quad (3.2.11)$$

$(m v)$ steht in dieser Formel für den Impulskonvektionsterm $m_w v_w + m_s v_s$, der auch in der Form

$$(m v) = m v_x \quad (3.2.12)$$

geschrieben werden kann, wenn v_x die massenstrom-bewichtete Zweiphasengeschwindigkeit

$$v_x = (1 - x) v_w + x v_s \quad (3.2.13)$$

ist. In Analogie zur Donorzellen-Formulierung (3.2.4) wird der Impulskonvektionsterm in der Form

$$\overline{(m v)}_n = \bar{v}_{x n} \times \begin{matrix} m_{n-1/2} & \text{für } \bar{v}_{x n} \geq 0 \\ m_{n+1/2} & \text{für } \bar{v}_{x n} < 0 \end{matrix} \quad (3.2.14)$$

angesetzt, wobei $\bar{v}_{x n}$ der Mittelwert von v_x im Kontrollvolumen V_n ist.

Unter Verwendung der Formeln (1.6) kann v_x auch in der Form $v_x = m/\rho_E$ geschrieben werden, wobei ρ_E eine effektive Zweiphasen-Dichte ist, die durch

$$\frac{1}{\rho_E} = \frac{(1-x)^2}{\rho_w(1-\alpha)} + \frac{x^2}{\rho_s \alpha} \quad (3.2.15)$$

definiert ist. Der Mittelwert von v_x im Volumen V_n wird aus der Formel

$$\bar{v}_{x n} = \frac{1}{2} (m_{n-1/2} + m_{n+1/2}) \frac{1}{\bar{\rho}_{E n}} \quad (3.2.16)$$

berechnet. Die Formel enthält die Annahme, daß die mittlere Massenstromdichte innerhalb des Kontrollvolumens aus dem Mittelwert der Massenstromdichte auf der Oberfläche des Volumens berechnet werden kann.

Die Formulierung (3.2.14) für den Impulskonvektionsterm hat sich als ein effektives Mittel zur Vermeidung numerischer Oszillationen erwiesen, wie von W.C. Hirt an Hand von Beispielen aus der Gasdynamik gezeigt worden ist [38/].

Die in Formel (3.2.14) auftretende Größe Δp_L bezeichnet einen lokalen irreversiblen Druckverlust, der am Strömungsquerschnitt lokalisiert ist. Er wird aus den in Abschnitt 2.6 angegebenen Formeln berechnet.

3.2.2. Wärmetransport in der Wand

Die Berechnung des Wärmetransports in den Wänden der Verdampferrohre erfordert die Lösung der zweidimensionalen Wärmeleitungsgleichung in Zylindergeometrie

$$\frac{\partial(\rho c T)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (3.2.17)$$

Die Integration dieser Gleichung über ein Kontrollvolumen V_k in der Wand ergibt eine Gleichung der Form

$$V_k \frac{d(\bar{\rho c T})_k}{dt} = Q_{r1 k} - Q_{r2 k} + Q_{z k-1/2} - Q_{z k+1/2} \quad (3.2.18)$$

Dabei ist \bar{T} der Mittelwert der Temperatur im Volumen V_k . Q_r und Q_z sind Wärmeströme auf den radialen bzw. axialen Oberflächen des Volumens. Sie sind durch $Q = S \bar{q}$ definiert, wenn S eine Oberfläche des Volumens und \bar{q} der Mittelwert der Wärmestromdichte auf dieser Oberfläche ist.

Die Oberflächen für die axialen Wärmeströme sind die jeweiligen Rohrquerschnitte $S_z = \pi(r_1^2 - r_2^2)$, die radialen Oberflächen S_r für ein Rohrstück der Länge Δz sind durch $S_{ri} = 2\pi r_i \Delta z$; ($i = 1, 2$) gegeben.

Die axialen Wärmestromdichten

$$q_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.2.19)$$

werden durch Differenzenquotienten unter Verwendung der in Formel (3.2.18) auftretenden mittleren Temperaturen in der Form

$$\bar{q}_{k+1/2} = -\bar{\lambda}_{k+1/2} \frac{\bar{T}_{k+1} - \bar{T}_k}{z_{k+1} - z_k} \quad (3.2.20)$$

approximiert. Dabei sind z_{k+1} und z_k (fiktive) axiale Positionen in den Volumina V_{k+1} und V_k , die den Temperaturen \bar{T}_{k+1} und \bar{T}_k zugeordnet werden. In ebener Geometrie werden diese Positionen in die Mitten der Kontrollvolumina gelegt, sodaß sich $z_{k+1} - z_k = 0,5(\Delta z_{k+1} + \Delta z_k)$ ergibt. Wenn die Wärmeleitfähigkeiten in den Volumina V_{k+1} und V_k nicht gleich sind, muß die effektive Wärmeleitfähigkeit $\bar{\lambda}_{k+1/2}$ aus der Formel

$$\frac{\Delta z_{k+1} + \Delta z_k}{\bar{\lambda}_{k+1/2}} = \frac{\Delta z_{k+1}}{\lambda_{k+1}} + \frac{\Delta z_k}{\lambda_k} \quad (3.2.21)$$

berechnet werden. Die Formel besagt, daß sich die beiden Wärmewiderstände $\Delta z/\lambda$ zwischen z_{k+1} und z_k addieren. Für die Wärmestromdichte ergibt sich also bei variierender Leitfähigkeit

$$\bar{q}_{k+1/2} = -\frac{2(\bar{T}_{k+1} - \bar{T}_k)}{\frac{\Delta z_{k+1}}{\lambda_{k+1}} + \frac{\Delta z_k}{\lambda_k}} \quad (3.2.22)$$

Wenn $q_{k+1/2}$ die Wärmestromdichte an einer Grenzfläche zu einer Fluidströmung ist, und durch einen Wärmeübergangskoeffizienten in der Form

$$q_{k+1/2} = \beta_k (T_s - T_f) \quad (3.2.23)$$

dargestellt werden kann, wobei T_s die Oberflächentemperatur und T_f die Fluidtemperatur ist, so ist in Formel (3.2.22) die Größe $0,5 \Delta z_{k+1}/\lambda_{k+1}$ durch den reziproken Wert des Wärmeübergangskoeffizienten zu ersetzen. Die Formel (3.2.22) nimmt dann die Form

$$q_{k+1/2} = -\frac{T_f - \bar{T}_k}{\frac{1}{\beta_k} + \frac{\Delta z_k}{2\lambda_k}} \quad (3.2.24)$$

an.

Die Abbildung 3.2 zeigt die Modellierung der axialen Wärmeströme an der Grenzfläche zweier benachbarter Sektionen, die Rohre mit gleichem Innendurchmesser, aber unterschiedlicher Wanddicke aufweisen. In dem Teil des Wandquerschnitts, der beiden Rohrsektionen gemeinsam ist (in Abb. 3.2 mit S_{z1} bezeichnet), wird die axiale Wärmestromdichte aus Formel (3.2.22) berechnet. Der restliche Flächenanteil, in der Abbildung mit S_{z2} bezeichnet, wird als eine senkrecht zur Rohrachse orientierte Oberfläche angesehen, die mit der Strömung in Kontakt steht. Hier wird der axiale Wärmestrom aus (3.2.24)

berechnet, wobei T_f die lokale Fluidtemperatur am Ort der Querschnittsänderung ist. In der vorliegenden Programmversion wird angenommen, daß diese freien Querschnittsan-teile stets im Primärkanal liegen. Die Randtemperatur T_f ist dementsprechend gleich der lokalen Gastemperatur gesetzt.

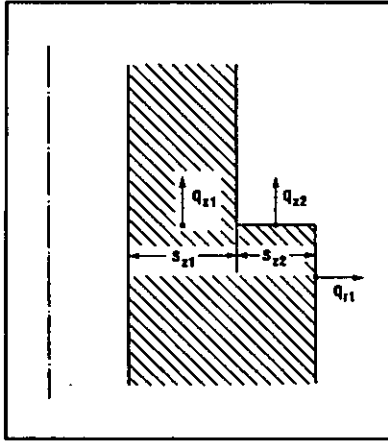


Abbildung 3.2:
Axiale Wärmeströme bei Änderung der Rohrdicke.

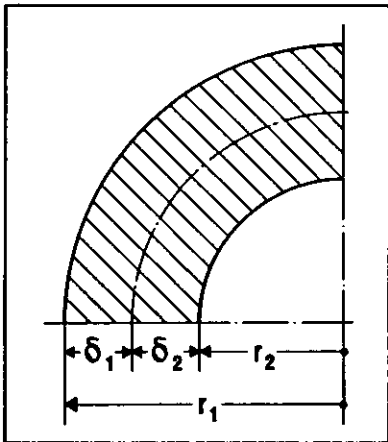


Abbildung 3.3:
Radiale Diskretisierung der Wärmeleitungsgleichung

Wenn die primär- und sekundärseitigen radialen Wärmeströme durch Wärmeübergangskoeffizienten in der Form

$$\begin{aligned} q_{1k} &= \beta_{1k} (T_{f1k} - T_{s1k}) \\ q_{2k} &= \beta_{2k} (T_{s2k} - T_{f2k}) \end{aligned} \quad (3.2.25)$$

dargestellt werden können, so folgt in Analogie zu Formel (3.2.24)

$$q_{1k} = \frac{T_{f1k} - \bar{T}_k}{\frac{1}{\beta_{1k}} + \frac{\delta_1}{\lambda_k}} \quad \text{und} \quad q_{2k} = \frac{\bar{T}_k - T_{f2k}}{\frac{1}{\beta_{2k}} + \frac{\delta_2}{\lambda_k}} \quad (3.2.27)$$

δ_1 und δ_2 sind radiale Inkremente, deren Summe gleich der Rohrdicke d_R ist (siehe Abb. 3.3). Zwischen der mittleren Wandtemperatur \bar{T}_k und den Temperaturen der radialen Oberflächen bestehen die Beziehungen

$$T_{s1k} = \bar{T}_k + \frac{\delta_1}{\lambda_k} q_{1k} \quad (3.2.27)$$

beziehungsweise

$$T_{s2\ k} = \bar{T}_k - \frac{\delta_2}{\lambda_k} q_{2\ k} \quad (3.2.28)$$

Diese beiden Formeln enthalten keine Annahmen über die Art des Wärmeübergangs an der jeweiligen Oberfläche.

Wegen der gekrümmten Oberfläche der Rohre kann δ_1 nicht gleich der halben Rohrdicke gesetzt werden. Ein optimaler Wert kann aus dem Spezialfall einer stationären Wärmeleitungsgleichung gewonnen werden, bei der die axialen Wärmeströme gleich null sind, sodaß $Q_{r1} = Q_{r2}$ gilt. Aus $Q_{r1} = S_{r1} q_{r1}$ und $Q_{r2} = S_{r2} q_{r2}$ ergibt sich durch eine einfache Umformung

$$Q_{r1} = Q_{r2} = \frac{T_{f1} - T_{f2}}{\frac{1}{S_1 \beta_1} + \left[\frac{\delta_1}{S_1} + \frac{\delta_2}{S_2} \right] \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{S_2 \beta_2}} \quad (3.2.29)$$

Die exakte analytische Lösung dieses Problems lautet

$$Q_{r1} = Q_{r2} = \frac{T_{f1} - T_{f2}}{\frac{1}{S_1 \beta_1} + \frac{\ln(r_1/r_2)}{2\pi} \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{S_2 \beta_2}} \quad (3.2.30)$$

Da bei einem Rohr mit Einheitslänge $S_1 = 2\pi r_1$ und $S_2 = 2\pi r_2$ ist, ergibt sich durch Vergleich beider Formeln, daß

$$\frac{\delta_1}{d_R} = \frac{s}{s-1} \left[1 - \frac{\ln(s)}{s-1} \right] \quad \text{mit } s = \frac{r_1}{r_2} \quad (3.2.31)$$

gesetzt werden muß, damit die Formeln (3.2.29) und (3.2.30) übereinstimmen. Die Formel (3.2.31) gilt für $s \neq 1$. Für $s \rightarrow 1$ nimmt δ_1/d_R den Wert 0,5 an.

3.3. Lösung des Gleichungssystems der finiten Volumina

3.3.1. Iterations-Verfahren

Ein Standard-Verfahren zur Lösung nichtlinearer Gleichungssysteme, wie sie durch die Diskretisierung der Differentialgleichungen entstehen, ist ihre Linearisierung durch eine Taylor-Entwicklung der in Abschnitt 3.1 eingeführten Vektorfunktion f , welche nach dem ersten (linearen) Term abgebrochen wird. Das linearisierte System kann dann mit üblichen Methoden der Lösung linearer Gleichungssysteme behandelt werden.

Bezeichnet man mit k einen Iterationsindex, so kann unter bestimmten Bedingungen eine verbesserte Näherung $f^{(k+1)}$ durch die Entwicklung

$$f^{(k+1)} = f^{(k)} + A (y^{(k+1)} - y^{(k)}) \quad (3.3.1)$$

erreicht werden, wenn A die Jacobische Matrix ist, deren Komponenten durch

$$A_{ik} = \frac{\partial f_i}{\partial y_k} \quad (3.3.2)$$

definiert sind.

Setzt man den Ansatz (3.3.1) in das Gleichungssystem (3.1.4) ein und bringt den Vektor $y^{(k+1)}$ auf die linke Seite, so erhält man die Newton-Raphson-Iterationsgleichung

$$[I - b_0 h A] \Delta y_i^{(k+1)} = y_{i-1} + h a_1 \dot{y}_{i-1} + h b_0 f_i^{(k)} - y_i^{(k)}, \quad (3.3.3)$$

in der

$$\Delta y_i^{(k+1)} = y_i^{(k+1)} - y_i^{(k)} \quad (3.3.4)$$

die Iterationskorrektur im k -ten Iterationsschritt und I die Einheitsmatrix bedeutet. Die rechte Seite von (3.3.3) stellt die Abweichung der zu lösenden Gleichung vom exakten Wert dar. Sie wird im folgenden als "Defektfunktion" bezeichnet.

Die Anwendung der Iterationsgleichung (3.3.3) erfordert die Lösung eines linearen Gleichungssystems mit der Matrix $I - b_0 h A$. Die Jakobische Matrix A , die dem Gleichungssystem dieses Programms zugrundeliegt, ist zwar schwach besetzt, hat aber eine Bandstruktur, die eine Lösung mit dem Gauss'schen Eliminationsverfahren als unökonomisch erscheinen läßt.

Das Gleichungssystem wird deshalb mit einem Blockiterationsverfahren gelöst, welches eine Kombination der Newton-Raphson-Iteration mit dem SOR-Verfahren darstellt. Das Gesamt-Gleichungssystem wird in Teilsysteme zerlegt, die so beschaffen sind, daß die Kopplung jedes Teilsystems mit den anderen Teilsystemen relativ schwach ist. Um den Rechenaufwand klein zu halten, wird das ursprüngliche Gleichungssystem durch die Bildung von Linearkombinationen derart transformiert, daß die Matrizen, die zur Lösung der Gleichungssysteme invertiert werden müssen, leicht invertierbar sind.⁶

Eine Kombination der Impulsgleichung für die Zweiphasenströmung mit der Mischungs-Kontinuitätsgleichung führt auf ein Gleichungssystem, welches diagonal dominant in Bezug auf den Massenstrom ist. Es liefert die Massenstrom- und Druckverteilung für eine vorgegebene Verteilung der Temperatur und des Dampfanteils im sekundärseitigen Strömungskanal. Das linearisierte Gleichungssystem hat eine Tridiagonal-Matrix und wird durch Newton-Raphson-Iteration gelöst. Das Gleichungssystem selbst wird in Abschnitt 3.3.3. hergeleitet.

Eine Kombination der Energiegleichung, der Dampf-Kontinuitäts-Gleichung und der Gleichung für die Wärmeleitung in der Kanalwand bildet ein Gleichungssystem, welches diagonal dominant in Bezug auf die innere Energie und den Dampfanteil ist. Dieses System liefert eine Verteilung der inneren Energie- und des Dampfanteils sowie der Wärmestromdichte bei vorgegebener Massenstrom- und Druckverteilung. Die Matrix

⁶ Als "leicht invertierbar" werden Diagonal- und Tridiagonal-Matrizen sowie untere und obere Dreiecksmatrizen bezeichnet.

dieses Teilsystems ist bei durchgehend positiver Strömungsrichtung eine untere Dreiecksmatrix und bei negativer Strömungsrichtung eine obere Dreiecksmatrix. Lediglich bei einer Strömungsumkehr im Inneren des Kanals ist die Matrix beiderseits der Hauptdiagonalen besetzt. Das Gleichungssystem wird mit dem Gauß-Seidel-Verfahren gelöst, wobei als Iterationsmatrix die untere bzw. obere Dreiecksmatrix je nach Strömungsrichtung am Kanaleintritt benutzt wird.

Die für das GS-Verfahren charakteristische sukzessive Lösung der Gleichungen in Einzelschritten ermöglicht die lokale Auflösung der Nichtlinearitäten. Sie wird zum Teil durch einen lokalen Parabelansatz für die Lösung bewirkt oder durch Iteration. Die Lösungsprozedur bildet im übrigen einen Bestandteil eines LOD-Verfahrens zur Lösung der zweidimensionalen Wärmeleitungsgleichung für die Wand, das in Abschnitt 3.3.2 näher erläutert wird.

Die Lösung des Gesamtsystems, bestehend aus dem Impuls- und dem Energiegleichungssystem wird durch eine überlagerte SOR-Iteration bewirkt.

Es sei \vec{w} der Vektor des Massenstroms, \vec{p} der des Drucks und $\vec{\alpha}$ der Vektor des Dampfanteils in den Kontrollvolumina des sekundärseitigen Strömungskanals.

Die SOR-Prozedur läuft nach folgendem Schema ab, wenn k den Iterationsindex bezeichnet:

1. Schritt: Berechnung von $\vec{w}^{(k)}$ und $\vec{p}^{(k)}$ aus dem Impulsgleichungssystem unter Verwendung der im vorhergehenden Iterationsschritt berechneten Verteilung für den Dampfanteil $\vec{\alpha}^{(k)}$.
2. Schritt: Berechnung von $\vec{\alpha}^{(k)}$ aus dem Energiegleichungssystem unter Verwendung der im vorhergehenden Iterationsschritt berechneten Verteilungen für $\vec{w}^{(k)}$ und $\vec{p}^{(k)}$.
3. Schritt: Überprüfung auf Konvergenz, wobei das Konvergenzkriterium die Bedingung ist, daß die Maximumnorm $\|\vec{\alpha}^{(k)} - \vec{\alpha}^{(k-1)}\|$ einen vorgegebenen Toleranzwert unterschreitet. Bei Erfüllung des Konvergenzkriteriums oder bei Erreichen der maximal zugelassenen Iterationszahl wird der Iterationszyklus beendet.
4. Schritt: Modifikation des im 2. Schritt errechneten Vektors $\vec{\alpha}^{(k)}$ durch die Relaxationsformel

$$\vec{\alpha}^{(k+1)} = \vec{\alpha}^{(k)} \omega + \vec{\alpha}^{(k-1)} (1 - \omega)$$

und Rücksprung nach Schritt 1.

Die maximal zugelassene Zahl von Iterationen und der Toleranzwert für das Iterationskriterium sind Eingabeparameter des Programms. Für die Toleranz wird ein Wert von 1×10^{-5} empfohlen.

Der Relaxationsparameter ω kann durch Eingabe vorgegeben werden. Die Erfahrung hat gezeigt, daß optimales Konvergenzverhalten im allgemeinen nur mit Unterrelaxation

($\omega < 1$) erreicht werden kann. Als günstig erweisen sich Werte für ω , die zwischen 0,3 und 0,5 liegen..

Die vorstehend beschriebene Iterationsprozedur wird im folgenden Text und in den Kommentaren des Programms als "Dampfanteil-Iteration" bezeichnet. Sie umfasst nur die Zweiphasenströmung im Sekundärkanal und einen Teilschritt der Lösung der Wärmeleitungsgleichung.

Es hat sich als günstig für die Konvergenzgeschwindigkeit erwiesen, innerhalb der Dampfanteil-Iteration die Gastemperatur und den Gasmassenstrom festzuhalten und keine Neuberechnung von Stoffwerten, die von der Temperatur und dem Druck abhängen, vorzunehmen. Der Dampfanteil-Iteration wird deshalb ein zweiter "äusserer" Iterationszyklus überlagert, der im folgenden und in Abbildung 3.4 als "Korrektor-Iteration" bezeichnet wird. Es zeigt sich daß die Modifikationen innerhalb der Korrektor-Iteration die Ergebnisse der Dampfanteil-Iteration nur schwach beeinflussen, sodaß Konvergenz ohne Relaxation durch wiederholte Substitution der Ergebnisse der Dampfanteil-Iteration erreicht werden kann.

In der Korrektor-Iteration werden folgende Rechenoperationen ausgeführt:

1. Neuberechnung der Temperatur- und Massenstromverteilung im Primärkanal, sowie des primärseitigen Wärmestroms (Schritt 2 des im folgenden Abschnitt beschriebenen LOD-Verfahrens für die Berechnung des Wärmetransports in der Wand),
2. Neuberechnung der axialen Wärmeströme in der Wand (Schritt 3 des LOD-Verfahrens).
3. Neuberechnung der von der Temperatur und dem Druck abhängigen Stoffwerte und Korrelationen, soweit sie nicht bereits innerhalb der Dampfanteil-Iteration stets neu berechnet werden.

Die Konvergenzkriterien für die Korrektor-Iteration sind vom gleichen Typ, wie die der Dampfanteil-Iteration. Geprüft wird die Unterschreitung der Iterationstoleranzen für die Maximumnormen folgender Differenzen bei zwei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten:

Sekundärseitiger Druck,
sekundärseitige Fluidtemperatur,
sekundärseitige Dampfqualität,
primärseitige Gastemperatur,
Wandtemperatur.

Die Iterationstoleranzen und die maximal zugelassene Zahl von Korrektor-Iterationen sind ebenfalls Eingabeparameter des Programms. Die zugelassene Zahl von Korrektoriterationen kann den Rechenaufwand wesentlich bestimmen. In der Regel kann die Iterationszahl auf 4 bis 5 begrenzt werden.

Die Impulsgleichung und die Energiegleichung für die Gasströmung im Primärkanal sind analog zu den Gleichungen für die Zweiphasenströmung formuliert. Sie sind allerdings wegen des fehlenden Phasenwechsels einfacher und erfordern deshalb keine Iteration, die der der Dampfanteil-Iteration entspricht.

Die Abbildung 3.4 zeigt die beschriebene Iterationsprozedur in Form eines logischen Flußschemas. Die Anordnung der Konvergenztests für die Dampfanteil-Iteration und der Korrektor-Iteration ist so gewählt, daß bei Beendigung der Iteration alle Rechenoperation des numerischen Integrationsverfahrens mit den im letzten Korrektorschritt berechneten Stoffwerten ausgeführt sind. Diese Art der Iterationssteuerung vermeidet das Auftreten von Drift bei stationären Anfangswert-Problemen.

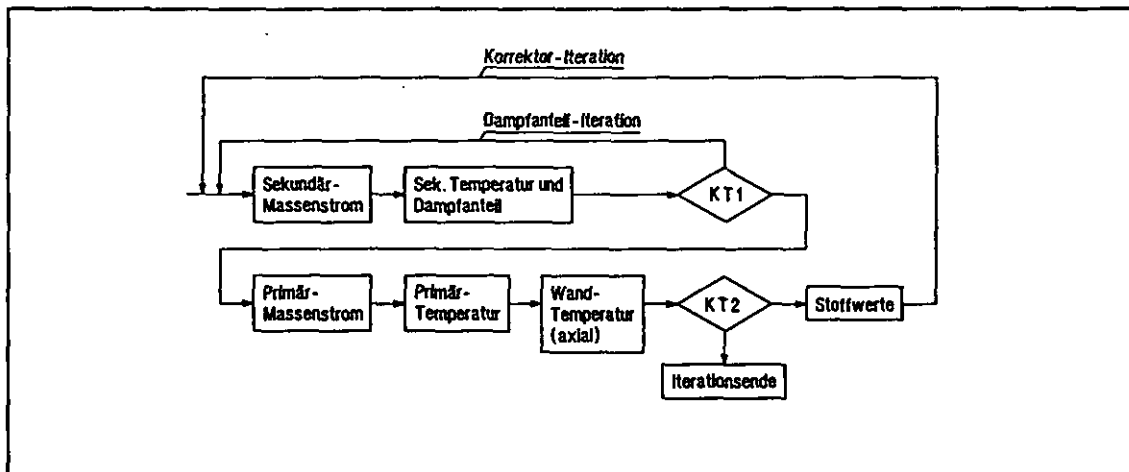


Abbildung 3.4: Flußschema der Dampfanteil- und Korrektoriteration.
KT1 und KT2 bezeichnet Konvergenztests.

In der Dampfanteil-Iteration tritt ein Konvergenzproblem in Erscheinung, welches dadurch bedingt ist, daß in der Zweiphasen-Energiegleichung und in der Wärmeleitungsgleichung der wärmeaustauschenden Wand in vielen Fällen die Komponenten der Jacobischen Matrix keine stetigen Funktionen sind. Sie erfüllen deshalb nicht die für die Konvergenz von Iterationsverfahren notwendige Lipschitz-Bedingung. In der Zweiphasen-Energie- und der Wärmeleitungsgleichung tritt die sekundärseitige Wärmestromdichte auf, eine Größe, die sich an bestimmten Stellen des Sekundärkanals sprunghaft ändern kann. Dies ist zum Beispiel dann der Fall, wenn der Wärmeübergang von Blasensieden auf Film- oder Übergangssieden umschlägt.

Das Auftreten von Unstetigkeiten in einzelnen Komponenten der Energiegleichung bewirkt, daß die Dampfanteil-Iteration unter Umständen ein oszillatorisches Verhalten zeigt, wobei die Amplitude der Oszillation nicht gegen null geht, sondern sich allenfalls auf einem endlichen Wert stabilisiert. Aufeinanderfolgende Maxima und Minima der Amplitude entsprechen Zuständen jeweils oberhalb oder unterhalb der Unstetigkeit. Sofern beide Zustände "physikalisch" sinnvoll sind, liegt eine Bifurkation des dynamischen Verhaltens vor. Da in vielen Fällen keine Kriterien bereitgestellt werden können, die dem Programm ermöglichen, eine eindeutige Auswahl zwischen beiden Zuständen als Grundlage für die Fortsetzung der Simulation zu treffen, kann der weitere Verlauf der Transiente deterministisch unbestimmt sein. Unterschiedliche Abrundungsfehler oder andere Zufälligkeiten wie die vorgegebenen Iterationstoleranzen und die zugelassene Zahl von Iterationsschritten können eine zufällige Auswahl des Systemzustands bewirken, mit dem die dynamische Rechnung weitergeführt wird.

Da das unstetige Verhalten in der Regel nur an einzelnen Maschen im Verdampfungsbereich in Erscheinung tritt, kann häufig eine Verminderung der Oszillationsamplituden erreicht werden, wenn die Diskretisierung im Verdampfungsbereich verfeinert wird, sodaß der relative Beitrag der von Unstetigkeiten betroffenen Volumina vermindert wird.

3.3.2. Wärmeleitungsgleichung

Das Programm integriert die Wärmeleitungsgleichung mit einer zyklischen Iterationsprozedur, welche eine Variante des LOD ("locally one dimensional")-Verfahrens ist. Die Methode hat den Vorteil, daß sie keine Linearisierung erfordert und deshalb auch dann anwendbar ist, wenn die Wärmeübergangskorrelation nicht durch einen Übergangskoeffizienten beschreibbar ist, sondern durch eine nichtlineare Beziehung, wie sie zum Beispiel bei Blasensieden und Übergangssieden auftritt.

Der Iterationszyklus besteht aus drei Schritten, die folgendermaßen beschrieben werden können:

1. Schritt: Unter Verwendung der im vorgehenden Iterationsschritt ermittelten Werte für den primärseitigen radialen Wärmestrom und die axialen Wärmeströme wird die Wärmeleitungsgleichung nach dem sekundärseitigen Wärmestrom aufgelöst, und aus der durch Integration der Energiegleichung errechneten lokalen Fluidtemperatur die lokale Oberflächentemperatur, die zugehörige Wärmestromdichte und die resultierende Wandtemperatur berechnet.
2. Schritt: Unter Verwendung der im vorhergehenden Iterationsschritt errechneten Werte für den sekundärseitigen Wärmestrom wird in analoger Weise der radiale primärseitige Wärmestrom berechnet, wobei die Fluidtemperaturen, die als Randwerte benötigt werden, aus der primärseitigen Energiegleichung errechnet werden.
3. Schritt: Unter Verwendung der in den beiden vorhergehenden Iterationsschritten errechneten Werte für die radialen Wärmeströme werden die axialen Wärmeströme neu berechnet.

Der beschriebene Zyklus wird im Rahmen der Korrektor-Iteration mehrfach durchlaufen bis die maximale Änderung der Wandtemperatur zwischen zwei aufeinanderfolgenden Iterationszyklen einen vorgegebenen Toleranzwert unterschreitet oder die maximal zugelassene Zahl von Iterationen erreicht ist.

Die im ersten Iterationsschritt erwähnte Auflösung der Wärmeleitungsgleichung (3.2.18) nach der sekundärseitigen Wärmestromdichte führt auf eine lineare Beziehung der Form

$$q_{2k} = \Theta_k - B_k T_{s2k} \quad (3.3.4)$$

Die Parameter Θ und B erhält man, indem man die in der Wärmeleitungsgleichung auftretende Wandtemperatur \bar{T}_k mit Hilfe der Formel (3.2.28) durch die Oberflächentemperatur T_{s2k} ersetzt.

Wenn der Wärmeübergang durch einen Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt werden kann, so folgt durch Gleichsetzen des Wärmestroms nach den Formeln (3.2.25) und (3.3.4)

$$T_{s2k} = \frac{\Theta_k + \beta_{2k} T_{f2k}}{B_k + \beta_{2k}} \quad (3.3.5)$$

Die Wärmestromdichte ergibt sich dann durch Einsetzen der Oberflächentemperatur in die Formel (3.3.4) oder (3.2.25).

Wenn die sekundärseitige Wärmestromdichte eine nichtlineare Funktion der Wandtemperatur ist, also nur in der Form $q_2 = F(T_{s2})$ dargestellt werden kann, muß zur Berechnung der Oberflächentemperatur die nichtlineare Gleichung

$$\Theta_k - B_k T_{s2k} - F(T_{s2k}) = 0 \quad (3.3.6)$$

iterativ gelöst werden.

Zur Herleitung der im 3. Iterationsschritt verwendeten Formel seien die axialen Wärmeströme in der Form

$$Q_{z\,k+1/2} = \Lambda_{k+1/2} (\bar{T}_k - \bar{T}_{k+1}) \quad (3.3.7)$$

dargestellt, wobei die Koeffizienten Λ_k durch

$$\Lambda_{k+1/2} = \frac{2 S_{z\,k+1/2}}{\frac{\Delta z_{k+1}}{\lambda_{k+1}} + \frac{\Delta z_k}{\lambda_k}} \quad (3.3.8)$$

gegeben sind. Damit schreibt sich die Wärmeleitungsgleichung (3.2.18), nachdem der zeitliche Differentialquotient durch seine numerische Näherung nach Formel (3.1.6) ersetzt ist

$$V_k \Delta_t(\rho c \bar{T})_k - Q_{r1k} + Q_{r2k} = \Lambda_{k-1/2} (\bar{T}_{k-1} - \bar{T}_k) - \Lambda_{k+1/2} (\bar{T}_k - \bar{T}_{k+1}) \quad (3.3.9)$$

Setzt man zur Vereinfachung

$$V_k \Delta_t(\rho c \bar{T})_k - Q_{r1k} + Q_{r2k} = G_k \bar{T}_k - H_k, \quad (3.3.10)$$

wobei G_k die Summe aller Faktoren von \bar{T}_k ist, so ergibt sich für jedes Kontrollvolumen V_k eine lineare Beziehung der Form

$$-\Lambda_{k-1/2} \bar{T}_{k-1} + [G_k + \Lambda_{k-1/2} + \Lambda_{k+1/2}] \bar{T}_k - \Lambda_{k+1/2} \bar{T}_{k+1} = H_k \quad (3.3.11)$$

Die Gesamtheit dieser Relationen stellt ein lineares Gleichungssystem mit Tridagonal-Matrix dar, dessen Lösung einen iterativ verbesserten Vektor der Wandtemperaturen \bar{T} ergibt. Die verbesserten axialen Wärmeströme können dann aus der Formel (3.3.7) berechnet werden. Der axiale Wärmestrom am Anfang der ersten Sektion und am Ende der letzten Sektion wird gleich null gesetzt. Anfang und Ende des Strömungskanals sind also in axialer Richtung als thermisch isoliert angenommen.

3.3.3. Impulsgleichung

Zur Lösung der Impulsgleichung unter instationären Bedingungen wird das Newton-Raphson-Verfahren (3.3.3) verwendet, angewandt auf die auf die Teilmatrix A' des Impulsgleichungssystems der Zweiphasenströmung. Die Matrizen A' und $I - b_0 h A'$ haben Tridiagonalgestalt und sind deshalb leicht invertierbar.

Da die Impulsgleichung nichtlinear ist, konvergiert das Verfahren nur dann, wenn sich der Anfangsvektor der Iteration in einer hinreichend nahen Umgebung des Lösungsvektors befindet. In dem hier beschriebenen Programm wird als Anfangsvektor die Lösung des vorhergehenden Zeitschritts benutzt. In der Regel kann damit diese Konvergenzbedingung erfüllt werden. Die Erfahrung hat gezeigt, daß nur bei Transienten mit sprunghafter oder sehr rascher Änderung der Randbedingungen Konvergenzprobleme dieses Typs auftreten können. Sie können jedoch im allgemeinen durch Zeitschritt-Reduzierung behoben werden.

Wenn man in der Impulsgleichung (3.2.11) den zeitlichen Differentialquotienten durch seine numerische Näherung nach Formel (3.1.6) ersetzt und für die Impulskonvektionsterme $(m v)$ die Formeln (3.2.14) und (3.2.16) einsetzt, so erhält man eine Gleichung vom Typ

$$\begin{aligned} B_{1m} w_m + B_{2m} w_m^2 + B_{3m} w_{m+1}^2 + B_{4m} w_{m-1}^2 + \\ + B_{5m} w_m w_{m+1} + B_{6m} w_m w_{m-1} + B_{7m} |w_m| w_m - B_{0m} \\ - \bar{p}_{m-1/2} + \bar{p}_{m+1/2} + C_{1m} \bar{\rho}_{m-1/2} + C_{2m} \bar{\rho}_{m+1/2} = 0. \end{aligned} \quad (3.3.12)$$

In dieser Formel ist der Übersichtlichkeit halber der Index n des Inventargitters durch den Index m des Stromgitters ersetzt, für den $m = n - 1/2$ gilt.

Die Parameter B_{1m} und B_{0m} sind der reziproken Zeitschrittweite proportional und werden deshalb bei abnehmender Schrittweite dominant. In stationären Fall gilt $B_{1m} w_m = B_{0m}$.

Die Korrekturformel (3.3.3), angewandt auf diese Gleichung ergibt einen Ausdruck der Form

$$\begin{aligned} B'_{1m} \Delta w_m^{(k+1)} + B'_{2m} \Delta w_{m+1}^{(k+1)} + B'_{3m} \Delta w_{m-1}^{(k+1)} \\ - \Delta \bar{p}_{m-1/2} + \Delta \bar{p}_{m+1/2} + C_{1m} \Delta \bar{\rho}_{m-1/2} + C_{2m} \Delta \bar{\rho}_{m+1/2} = - E_m^{(k)}. \end{aligned} \quad (3.3.13)$$

$E_m^{(k)}$ ist die Defektfunktion im k -ten Iterationsschritt. Man erhält sie, indem man in den Ausdruck auf der linken Seite von (3.3.12) die Näherungswerte für die Massenströme, Drücke und Dichten einsetzt, die im k -ten Iterationsschritt errechnet worden sind.

B'_{1m} , B'_{2m} und B'_{3m} in Formel (3.3.13) sind die partiellen Ableitungen der Impulsgleichung nach den Massenströmen w_m , w_{m+1} und w_{m-1} . Sie sind durch die Beziehungen

$$\begin{aligned} B'_{1m} &= B_{1m} + 2 B_{2m} w_m^{(k)} + B_{5m} w_{m+1}^{(k)} + B_{6m} w_{m-1}^{(k)} + 2 B_{7m} |w_m|^{(k)} \\ B'_{2m} &= 2 B_{3m} w_{m+1}^{(k)} + B_{5m} w_m^{(k)} \\ B'_{3m} &= 2 B_{4m} w_{m-1}^{(k)} + B_{6m} w_m^{(k)} \end{aligned} \quad (3.3.14)$$

gegeben.

Um den Druck oder die Massenströme aus dem Gleichungssystem zu eliminieren, kann man die Mischungs-Kontinuitätsgleichung (3.2.1) heranziehen. Nach Einführung des Stromgitterindex m schreibt sie sich in der Form

$$\frac{d}{dt} (V \bar{\rho})_{m+1/2} = w_m - w_{m+1} \quad (3.3.15)$$

Die Kontinuitätsgleichung liefert für jedes Kontrollvolumen eine zusätzliche Gleichung für die Beziehung zwischen den Änderungen der Massenströme auf den Oberflächen und der Zweiphasendichte in dem Volumen. Diese Beziehung kann in der Form

$$V_{m+1/2} \frac{d}{dt} \Delta \bar{\rho}_{m+1/2} = \Delta w_m - \Delta w_{m+1} \quad (3.3.16)$$

geschrieben werden. Die in dieser Formel auftretende Änderung der Zweiphasendichte kann durch eine entsprechende Druckänderung mit dem Ansatz

$$\Delta \bar{\rho}_n = \frac{\partial \bar{\rho}_n}{\partial p} \Delta p_n \quad (3.3.17)$$

ersetzt werden. Aus der Definitionsgleichung für die Zweiphasendichte folgt für die effektive Kompressibilität des Zweiphasenfluids

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial p} = \frac{\partial \rho_w}{\partial p} (1 - \alpha) + \frac{\partial \rho_s}{\partial p} \alpha + \frac{\partial \alpha}{\partial p} (\rho_s - \rho_w) \quad (3.3.18)$$

Das Programm benutzt bei der Lösung der Impulsgleichung eine isenthalpische Kompressibilität. Der zunächst vernachlässigte Temperatureinfluß auf die Dichte wird durch die Korrekturiteration erfaßt.

Prinzipiell besteht die Möglichkeit, mit Hilfe der Formeln (3.3.17) und (3.3.18) entweder den Druck aus der Korrekturgleichung (3.3.13) zu eliminieren oder die Massenströme. Im Programm wird von der letzteren Möglichkeit Gebrauch gemacht, weil die Elimination des Drucks mit Hilfe von (3.3.18) nur dann möglich ist, wenn die Kompressibilität des Mediums ungleich null ist. Die partiellen Ableitungen der Wasser- und Dampfdichte nach dem Druck werden aus den entsprechenden Zustandsgleichungen berechnet. Die partielle Ableitung des Dampfanteils nach dem Druck wird numerisch aus dem entsprechenden Differenzenquotienten bestimmt. Hierzu werden Lösungen der Energiegleichung für zwei benachbarte Druckwerte aber sonst festgehaltenen Randbedingungen berechnet. Die Berechnung erfolgt durch Aufruf des Unterprogramms ADERIV.

Die Eliminierung der Massenströme aus der Gleichung (3.3.12) ergibt ein Gleichungssystem für den Druck, welches folgende Form hat:

$$A_{Lm} \Delta p_{m-1}^{(k+1)} + A_{Mm} \Delta p_m^{(k+1)} + A_{Rm} \Delta p_{m+1}^{(k+1)} = W_m^{(k)} \quad (3.3.19)$$

Dabei ist $W_m^{(k)}$ eine Linearkombination der Defektfunktionen $E_m^{(k)}$ und $E_{m-1}^{(k)}$.

Konvergenzkriterium ist die Unterschreitung der Maximumnorm der Defektfunktionen bis auf eine vorgegebene Fehlertoleranz für den Druck. Die Iteration wird beendet,

wenn dieses Kriterium erfüllt ist, oder die maximal zugelassene Iterationszahl erreicht ist. Wenn im letzteren Fall die Fehlertoleranz nicht in allen Kontrollvolumina unterschritten wird, wird eine entsprechende Fehlermeldung erzeugt. Nur wenn die Iterationsprozedur divergiert, wird die Rechnung abgebrochen und eine Zeitschrittreduzierung in die Wege geleitet.

Die Impulsgleichung für den Primärkanal wird in analoger Weise gelöst. An die Stelle der effektiven Kompressibilität der Zweiphasenströmung nach Gleichung (3.3.18) tritt hier die isotherme Kompressibilität des Gases.

3.3.4. Berechnung des stationären Anfangszustands.

Nach Initialisierung des Programms wird nach dem Einlesen der Daten zunächst das Unterprogramm INIT aufgerufen, welches einen Datensatz erzeugt, der das System der stationären Gleichungen für die finiten Volumina erfüllt. Als Randbedingungen werden dabei die Eintritts-Massenströme, die Eintrittstemperaturen und die Eintrittsdrücke beider Strömungskanäle vorgegeben. Die Austrittsdrücke werden als abhängige Größen berechnet. Sie dienen in der nachfolgenden transienten Simulation als Anfangswerte und werden festgehalten, wenn sie nicht durch eingetragene Randbedingungen modifiziert werden.

Die Randbedingungen können nicht beliebig gewählt werden, sondern müssen mit der spezifizierten Geometrie verträglich sein. Zu große Massenströme, zum Beispiel, können im Strömungskanal so hohe Druckverluste bewirken, daß für den vorgegebenen Eintrittsdruck im Strömungskanal von einer bestimmten Stelle an negative Drücke errechnet werden. Derartige Fälle führen zum Programmabbruch mit entsprechender Fehlermeldung.

Das Initialisierungsprogramm kann einerseits eine Anzahl physikalisch nicht sinnvoller Spezifikationen ausscheiden, andererseits ist es aber in der Lage, Anfangszustände zu errechnen, die sich in der transienten Rechnung als dynamisch instabil erweisen. In solchen Fällen kann es bei Übergang zur dynamischen Simulation auch bei konstant gehaltenen Randbedingungen zu einem transienten Verhalten der Lösung kommen, die durch die Akkumulation von Abrundungsfehlern bedingt ist. Obwohl das Programm mit besonderer Sorgfalt so ausgelegt ist, daß dieser Effekt vermieden wird, kann er wegen der Komplexität der Modellierung nicht völlig ausgeschlossen werden.

Relativ einfach ist die Berechnung der stationären Lösung, wenn ein Gleichstrom-Dampferzeuger vorliegt. In diesem Fall ist die Funktionalmatrix des Gleichungssystems eine untere Dreiecksmatrix, sodaß die Lösung in diesem Fall mit einem Gauss-Seidel-Verfahren ohne äussere Iteration berechnet werden kann.

Bei Gegenstrom-Dampferzeugern hingegen besetzen die Gleichungen für den Primärkanal Positionen im oberen Dreieck der Funktionalmatrix. Die Lösung wird in diesem Fall durch ein Iterationsverfahren, beruhend auf einer L-U-Zerlegung der Funktionalmatrix, ermittelt.

Die Iterationsprozedur besteht aus jeweils einem Paar von Gauss-Seidel-Durchläufen in Vorwärts- und Rückwärts-Richtung, die so oft wiederholt werden, bis Konvergenz erreicht ist. Im ersten Durchlauf wird die sekundärseitige Energiegleichung (Formel (3.2.6), bei der die linke Seite gleich null gesetzt ist) längs des Sekundärkanals, beginnend am Eintrittsort mit den dort vorgegebenen Randbedingungen, numerisch integriert. Für die Gastemperaturen im Primärkanal, von denen die sekundärseitige Wärmestromdichte abhängt, werden dabei die im vorhergehenden Iterationsschritt errechneten Werte benutzt. Im zweiten Durchlauf wird die entsprechende Energiegleichung für den Primärkanal numerisch integriert und zwar ebenfalls beginnend am Eintrittsort mit den dort vorgegebenen Randbedingungen für den primärseitigen Gasstrom. Für die sekundärseitige Verteilung der Fluidtemperatur und der Wärmestromdichte, von denen der primärseitige Wärmestrom unter anderem abhängt, werden in analoger Weise die Werte aus dem vorhergehenden Durchlauf benutzt. Als Konvergenzindikator dient die Maximumnorm der Differenzen der Fluidtemperatur im Sekundärkanal in zwei aufeinanderfolgenden Iterationszyklen.

Für den ersten Iterationsschritt kann als Näherung für die Gastemperatur ein konstanter Wert gleich der Eintrittstemperatur angesetzt werden. Einige Iterationszyklen können jedoch eingespart werden, wenn eine realistischere Temperaturverteilung benutzt wird. Durch Eingabe kann eine geschätzte Gasaustrittstemperatur spezifiziert werden, welche benutzt wird, um als Anfangsverteilung eine zwischen Eintritt und Austritt linear variierende Gastemperatur zu erzeugen.

Das Iterationsverfahren konvergiert in zufriedenstellender Weise auch ohne Relaxation. Aus den in Abschnitt 3.3.1. erläuterten Gründen kann jedoch das Iterationsresiduum nicht in jedem Fall beliebig klein gemacht werden.

Da das Initialisierungs-Unterprogramm bei einer iterativen Lösung des stationären Gleichungssystems keine streng präzise Lösung liefert, enthält das Programm eine Option, die es ermöglicht, an die Initialisierung für eine vorgebene Zahl von Zeittakten eine Rechnung mit konstanten Randbedingungen unter Verwendung des transienten Algorithmus anzuschliessen. Wenn die gewählten Anfangsbedingungen einen dynamisch stabilen Zustand darstellen, kann so erreicht werden, daß sich die Lösung für den Anfangszustand auf einen präzisen stationären Zustand einstellt. Die Zahl dieser Zeittakte kann durch den Steuerparameter NSTART vorgegeben werden. NSTART-1 ist die Zahl der vom Programm ausgeführten Vorlauf-Zeittakte. Im Programm ist NSTART auf den "Default"-Wert 2 eingestellt. Er kann jedoch mit dem später beschriebenen Unterprogramm CONTRL modifiziert werden. Für die Vorlauf-Zeittakte wird der spezifizierte Anfangswert für die Zeitschrittweite benutzt. Die in der Ausgabe erscheinende Problemzeit wird jedoch auf dem Wert null festgehalten bis die eigentliche transiente Simulation beginnt.

4. Analytische Darstellung der thermodynamischen Materialgrößen.

Die vom Programm benötigten thermodynamischen Zustandsgrößen für das Primär- und Sekundärmedium sowie die für die wärmetauschende Wand sind durchweg in Unterprogrammen als analytische Funktionen programmiert.

Für die sekundärseitige Zweiphasenströmung ist die Darstellung folgender Größen erforderlich:

1. Die Temperatur von Wasser und Dampf als Funktion der Enthalpie und des Drucks,
2. die Dichte von Wasser und Dampf sowie die partiellen Ableitungen der Dichten nach dem Druck als Funktion der Enthalpie und des Drucks,
3. die Sättigungstemperatur von Wasser als Funktion des Drucks in Bereich unterhalb des kritischen Drucks,
4. die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck von Wasser und Dampf als Funktion der Temperatur und des Drucks,
5. die dynamische Viskosität von Wasser und Dampf als Funktion der Temperatur und des Drucks,
6. die Wärmeleitfähigkeit von Wasser und Dampf als Funktion der Temperatur und des Drucks,
7. die Oberflächenspannung von Wasser als Funktion der Temperatur.

Bei einigen der im Programm benutzten Formulationen ist die Temperatur durch die Enthalpie ersetzt und der Druck durch die Dichte.

Die Temperatur wird deshalb als Funktion der Enthalpie benötigt, weil die Integration der Energiegleichung einerseits Fluidenthalpien ergibt, die Wärmestromdichte jedoch eine Funktionen der lokalen Wasser- bzw. Dampftemperatur ist.

Dem Programm liegt die IAPS-Formulation 1984⁷ für die Zustandsgleichung von Wasser und Dampf zugrunde, die von Haar, Gallagher und Kell entwickelt wurde und in den NBS/NRC-Wasserdampfatafeln /45/ dargestellt ist. Die Formulation stellt die Helmholtz-Funktion in Abhängigkeit von der Temperatur und der Dichte dar. Sie umfasst sowohl den Wasser- und Dampfbereich unterhalb des kritischen Drucks, als auch den überkritischen Bereich bis zu Drücken von etwa 3000 MPa und Temperaturen bis zu 2500 K.

Bezeichnet man mit H die Helmholtz-Funktion, mit ρ die Dichte und mit T die (absolute) Temperatur, so ergibt sich der Druck aus der Beziehung

$$p = \rho^2 \frac{\partial H}{\partial \rho} \quad (4.1)$$

und die spezifische Enthalpie aus

⁷ IAPS: International Association for the Properties of Steam.

$$h = H + T S + \frac{p}{\rho} \quad , \quad (4.2)$$

wobei S die spezifische Entropie ist, für die

$$S = - \frac{\partial H}{\partial T} \quad (4.3)$$

gilt. Die partielle Ableitung der Dichte nach dem Druck bei konstanter Temperatur ergibt sich aus

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T = \left[\frac{2}{\rho} p + \rho^2 \frac{\partial^2 H}{\partial \rho^2} \right]^{-1} \quad (4.4)$$

und die spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Volumen und konstantem Druck aus

$$c_v = - T \frac{\partial^2 H}{\partial T^2} \quad (4.5)$$

und

$$c_p = c_v + \frac{T}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial p} \left(\rho^2 \frac{\partial^2 H}{\partial \rho \partial T} \right)^2 \quad (4.6)$$

Der Adiabatenexponent nach Formel (2.6.22) ergibt sich aus

$$k = \frac{\rho}{p} \left\{ \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)^2 \frac{T}{c_v \rho^2} \right\} \quad (4.7)$$

Die Helmholtz-Funktion ist in den Unterprogramm HELM programmiert, welches die absolute Temperatur und die Dichte als Eingabeparameter hat und unter anderen die oben angeführten Größen zurückgibt.

Die Berechnung der Dichte als Funktion der Temperatur und des Drucks erfordert eine Iteration, bei der die Dichte so bestimmt wird, daß der Druck nach Gleichung (4.1) mit dem vorgegebenen Druck übereinstimmt. Dieser Iterationsprozess wird bei Aufruf des Unterprogramms DENSTY ausgeführt. Dieses Unterprogramm erfordert die Eingabe eines Schätzwertes für die Dichte. Wenn die Dichte von Wasser berechnet werden soll, muß dieser Schätzwert größer, als die kritische Dichte (322 kg/m³) gesetzt werden. Wenn der Schätzwert kleiner gewählt wird, berechnet das Programm die Dichte von Dampf. Der Schätzwert ist nicht relevant, wenn die Dichte im überkritischen Bereich berechnet werden soll, d.h. wenn der Druck größer, als der kritische Druck von 22.05 MPa gesetzt wird. Aus rechenökonomischen Gründen erfolgt die Iteration nicht unter Verwendung von HELM, sondern mit dem Unterprogramm PRES. Dieses Unterprogramm enthält ebenfalls die Helmholtz-Funktion, jedoch sind alle Rechenoperationen eliminiert, die nicht für die Iteration benötigt werden.

Die Berechnung der Temperatur als Funktion der Enthalpie und des Drucks erfordert eine zweifache (geschachtelte) Iteration, bei der die Temperatur derart bestimmt wird,

daß die Enthalpie nach Formel (4.2) den vorgegebenen Wert annimmt. Diese (äussere) Iteration schliesst die vorher erwähnte Dichte/Druck-Iteration als innere Iteration ein.

Das Verfahren zur Berechnung der Temperatur aus der Enthalpie und dem Druck ist für eine direkte Anwendung im Programm zu aufwendig, da diese Umrechnung bei der Integration der Energiegleichung innerhalb einer Iteration auftritt und deshalb sehr häufig benötigt wird. Die Temperaturberechnung erfolgt deshalb durch Interpolation in Enthalpie/Druck-Tafeln. Diese Tafeln (je eine für den Wasser- und Dampfbereich) werden beim Aufruf des Programms an Hand der Zustandsgleichung erzeugt. Die Unterprogramme, die diese Tafeln erzeugen, haben die Namen WENTTB (für Wasser) und SENTTB (für Dampf). Beide Tafeln haben ein Enthalpie-Differenzgitter. Sie liefern bei Aufruf der Interpolationsprozedur nicht Temperaturen als Funktion der Enthalpie, sondern die Temperaturdifferenzen $T - T_{\text{sat}}$ als Funktion der Enthalpiedifferenz $h - h_{\text{sat}}$. Dies hat den Vorteil, daß das Enthalpie-Gitter in der Nähe der Sättigungslinie enger gestuft werden kann, als in größerer Entfernung. Da die Enthalpie als Funktion der Temperatur in der Nähe der Sättigungslinie eine stärker gekrümmte Funktion ist, als in einiger Entfernung, kann so eine größere Interpolationsgenauigkeit bei vorgegebenem Umfang der Enthalpie/Druck-Matrix erreicht werden. Das Druckgitter der Tafeln hat im Gegensatz zum Enthalpiegitter konstante Abstände.

Da bei der Bestimmung der Temperatur als Funktion der Enthalpie zwangsläufig auch die Dichte, die partielle Ableitung der Dichte nach den Druck und die spezifische Wärmekapazität c_p berechnet werden, werden gleichzeitig Tafeln für die Dichte, für c_p und die Ableitung der Dichte nach dem Druck bei konstanter Enthalpie als Funktion der Enthalpie und des Drucks angelegt. Die für die Impulsgleichung benötigte Ableitung der Dichte nach dem Druck bei konstanter Enthalpie berechnet sich aus

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_h = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T \left(c_v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial T} \right) \frac{1}{c_p} \quad (4.8)$$

Die Interpolation in der Tafel erfolgt für alle Größen linear mit Ausnahme der Temperatur, die längs Linien $p = \text{const.}$ quadratisch und nur längs Linien $\Delta h = \text{const.}$ linear interpoliert wird. Die Temperatur-Interpolation für $p = \text{const.}$ erfolgt mit einem Hermite'schen Polynom 2-ten Grades basierend auf den Tafelwerten an den beiden nächst benachbarten Enthalpie-Stützpunkten und der Ableitung $\partial T / \partial h = 1/c_p$ an derjenigen Grenze des Enthalpieintervalls, welche der Sättigungslinie am nächsten liegt.

In der vorliegenden Programmversion haben die beiden Tafeln 25 Druck- und 32 Enthalpie-Gitterlinien, sodaß für die Auffüllung der Tafeln $2 \times 32 \times 25 = 1600$ Tafelwerte berechnet werden müssen. Durch Eingabe-Spezifikation müssen die unteren und oberen Druck- und Temperatur-Grenzen der Tafel festgelegt werden. Die Tafelintervalle werden programmintern so erzeugt, daß der vorgebene Tafelbereich erfaßt wird. Wenn bei Aufruf der Interpolationsprozedur die Tafelgrenzen überschritten werden, werden die Dichte- und c_p -Werte an der Tafelgrenze zurückgegeben, die Temperatur wird jedoch linear über die Tafelgrenze hinaus extrapoliert. Da bei Iterationsprozeduren, innerhalb derer die Tafel aufgerufen wird, in manchen Fällen vorübergehend die Tafelgrenzen überschritten werden, Konvergenz sich aber bei Temperaturwerten einstellt, die innerhalb des Tafelbereichs liegen, erfolgt bei der Grenzüberschreitung keine Warnung.

Die Sättigungstemperatur in Abhängigkeit vom Druck wird durch das Funktions-Unterprogramm TPSAT dargestellt. Die Funktion errechnet die Sättigungstemperatur mit einer maximalen Abweichung von 0,2 °K. Der Näherungswert wird durch Aufruf des Unterprogramms SPSAT nach der Formel

$$T_{\text{sat}}(p) = \tilde{T}_{\text{sat}}(p) + \left(\frac{d p_{\text{sat}}}{d T} \right)^{-1} \{p - p_{\text{sat}}(\tilde{T}_{\text{sat}})\}$$

korrigiert, wobei \tilde{T}_{sat} der Näherungswert aus TPSAT ist. Das Unterprogramm SPSAT berechnet den Sättigungsdruck und die Ableitung des Sättigungsdrucks nach der Temperatur als Funktion der Temperatur. Dem Unterprogramm liegt die IFC-Formulation 1968 /46/ zugrunde.

Die dynamischen Viskositäten von Wasser und Dampf werden durch die Unterprogramme VISCY und SVISC dargestellt, die Wärmeleitfähigkeiten durch die Unterprogramme COND und SCOND und die Oberflächenspannung von Wasser durch das Funktions-Unterprogramm TENS. Diesen Unterprogrammen liegen ebenfalls die IFC-Formulationen 1968 zugrunde.

Die Modellierung der Gasströmung im Primärkanal geht von der Voraussetzung aus, daß das Gas ideal ist oder zumindest als ein ideales Gas approximiert werden kann. Die spezifische Wärmekapazität ist als konstant vorausgesetzt, sodaß die Umrechnung von Enthalpien in Temperaturen trivial ist. Die Dichte wird aus der Zustandsgleichung für ein ideales Gas errechnet.

Das Programm benötigt drei Unterprogramme, die die thermodynamischen Daten des Gases bereitstellen. Das Unterprogramm GASPRP liefert die Gaskonstante sowie die spezifischen Wärmekapazitäten c_p und c_v . Die Unterprogramme GVISC und GCOND liefern die dynamische Viskosität bzw. die Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur und des Drucks.

Das Programm ist in seiner Standard-Ausführung mit den Unterprogrammen für Helium ausgestattet. Es kann leicht auf ein anderes Gas umgestellt werden, indem die drei angeführten Unterprogramme ausgewechselt werden.

Die Wärmeleitfähigkeit und das Produkt aus der Dichte und der spezifischen Wärmekapazität für das Wandmaterial sind im Unterprogramm MATP programmiert. Das Unterprogramm enthält die Funktionen für eine Anzahl von Materialien, die im Dampferzeugerbau gebräuchlich sind. Die verschiedenen Funktionen werden durch einen Steuerindex MAT angewählt, der somit das Material charakterisiert. Der Steuerindex kann für jede Sektion des Dampferzeugers verschieden sein. Er ist Eingabeparameter des Programms.

In der vorliegenden Programmversion sind die Stoffwertfunktionen für folgende Materialien eingebaut:

INDEX	MATERIAL
1	Inconel-617
2	Incoloy-800
3	Stahl 15 Mo 3
4	Stahl 10 Cr Mo 910

Das Unterprogramm MATP kann leicht für eine beliebige Zahl von weiteren Materialien erweitert werden. Es sei hier auf die Funktionensammlung /47/ hingewiesen, in der die Funktionen für zahlreiche andere Materialien zusammengestellt sind.

5. Spezifikation der Dampferzeuger-Geometrie

Die Anwendung des Programms erfordert eine Abbildung des realen Dampferzeugers auf das dem Programm zugrundeliegende mathematische Modell. Primär- und Sekundärkanal werden durch eine Anzahl von geometrischen Daten sowie durch einen Materialindex gekennzeichnet. Die Bedeutung dieser Daten wird im folgenden erläutert. Die programminternen Bezeichnungen dieser Größen, die in der Ausgabe erscheinen, sind in Klammern angegeben.

1. Sekundärseitiger freier Strömungsquerschnitt (AREA).

Die Größe ist definiert als der innere Querschnitt eines Dampferzeugerrohres, multipliziert mit der Anzahl parallel geschalteter Rohre.

2. Sekundärseitiger, im Wärmeaustausch befindlicher Umfang (RAND).

Die Größe ist in der Regel gleich dem inneren Umfang der Dampferzeuger-Rohre, multipliziert mit der Zahl der parallel geschalteten Rohre zu setzen. Wenn diese Größe gleich null gesetzt wird, berechnet das Programm in der betreffenden Sektion eine Zweiphasenströmung, die nicht in thermischer Wechselwirkung mit einer Wand steht. Die Strömung im Primärkanal dieser Sektion ist dann in gleicher Weise thermisch isoliert.

3. Rohrlänge (HLG).

Die Größe ist als die (anteilige) Länge eines Dampferzeuger-Rohres in der betreffenden Sektion definiert. Bei Bündeln mit unterschiedlicher Rohrlänge ist ein Mittelwert einzusetzen, der so gewählt ist, daß das Produkt aus dem oben angegebenen Umfang und der Länge die sekundärseitige wärmetauschende Fläche der Sektion ergibt.

4. Sektionshöhe (HGT).

Die Größe ist als der vertikale Höhenunterschied zwischen dem Austritt und Eintritt der sekundärseitigen Strömung definiert. Die Größe wird zur Berechnung hydrostatischer Druckgradienten benutzt. Positive Werte bezeichnen Sektionen mit vertikaler Aufwärtsströmung, negative Werte solche mit Abwärtsströmung. Wenn die Höhe gleich null gesetzt wird, ist die Sektion als horizontal angeordnet definiert.

5. Sekundärseitiger hydraulischer Durchmesser (HYDM).

Diese Größe wird bei der Berechnung von Reibungskoeffizienten, Wärmeübergangskoeffizienten und sonstiger Parameter der Zweiphasenströmung benutzt. Für den hydraulischen Durchmesser ist der Innendurchmesser der Dampferzeugerrohre einzusetzen. Wenn parallel geschaltete Rohre unterschiedliche Durchmesser haben, muß ein geeigneter Mittelwert gewählt werden.

6. Rauigkeitstiefe (EPSI).

Die Größe ist als die Rauigkeitstiefe der Innenwand der Dampferzeugerrohre definiert. Sie wird bei der Berechnung des sekundärseitigen Reibungskoeffizienten benutzt.

7. Drossel-Koeffizient (RFRIC).

Diese Größe ist als ein Reibungskoeffizient definiert, der einen zusätzlichen Druckverlust nach Formel (2.6.16) bewirkt. Dem Programm liegt die Annahme zugrunde, daß der Druckverlust am stromabwärts gelegenen Ende der Sektion lokalisiert ist. Der Koeffizient hat die Bedeutung von C_{FRL} in Formel (2.6.16). Er kann zum Beispiel für die Darstellung einer Drossel in der betreffenden Sektion verwendet werden.

8. Rohrkrümmungsparameter (CURV).

Die Größe ist als das Verhältnis des äusseren Rohrdurchmessers zum Krümmungsdurchmesser definiert. Sie wird bei der Berechnung des sekundärseitigen Reibungskoeffizienten benutzt (Formeln (2.2.6) und (2.2.7)).

9. Primärseitige freie Strömungsfläche (AREAG).

Die Größe ist die primärseitige freie Strömungsfläche im Sinne der in Abschnitt 2.7 angegebenen Definition.

10. Primärseitiger hydraulischer Durchmesser (HYDG).

Die Größe ist der hydraulische Durchmesser, der im Primärkanal für die Berechnung des Reibungskoeffizienten benutzt wird. Für quer angeströmte Rohrbündel ist er aus Formel (2.7.4) zu berechnen. Für Parallelströmung ist er gleich dem Aussendurchmesser der Dampferzeuger-Rohre zu setzen. Wenn der hydraulische Durchmesser gleich null gesetzt wird, berechnet das Programm in der betreffenden Sektion eine reibungsfreie Gasströmung.

11. Äusserer Rohrdurchmesser (DA).

Die Größe ist als der Aussendurchmesser der Dampferzeuger-Rohre definiert. Programmintern wird der primärseitige im Wärmeaustausch befindliche Umfang aus dem Aussenumfang der Rohre, multipliziert mit der Zahl paralleler Rohre berechnet.

12. Rohrdicke (DKB).

Die Größe ist als die Rohrdicke der Dampferzeuger-Rohre definiert.

13. Faktor für den primärseitigen Wärmeübergang (GHTC).

Die Größe ist als der in Abschnitt 2.7 mit f_A bezeichnete Korrekturfaktor für den primärseitigen Wärmeübergangskoeffizienten definiert. Wenn der Faktor gleich null gesetzt wird, berechnet das Programm in der betreffenden Sektion eine Primärströmung, die thermisch von der Wand isoliert ist. Die Sekundärströmung hingegen bleibt über den sekundärseitigen Wärmeübergangskoeffizienten in thermischem Kontakt mit der Wand, sodaß in Verlauf einer Transiente in der Wand Wärme gespeichert oder gespeicherte Wärme in das Sekundärfluid abgegeben werden kann.

14. Rohranordnungsfaktor (GFRC).

Die Größe ist als das Verhältnis der in der betreffenden Sektion in Strömungsrichtung hintereinanderliegenden Rohrreihen, dividiert durch die Rohrlänge HLG definiert. Sie erscheint im Programm als ein Faktor, mit dem der primärseitige Reibungskoeffizient nach Formel (2.7.3) multipliziert wird. Bei Parallelströmung ist die Größe gleich eins zu setzen. Wenn der Faktor gleich null gesetzt wird, berechnet das Programm in der betreffenden Sektion eine reibungsfreie Gasströmung.

15. Wandmaterial-Index (MAT).

Durch den Wandmaterial-Index wird die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärmekapazität der Wand in der betreffenden Sektion bestimmt. Der Index steuert im Unterprogramm MATP die Stelle an, an der diese Werte für das Wandmaterial der Sektion berechnet werden. Dem Index sollten nur solche Werte zugewiesen werden, zu denen im Unterprogramm MATP eine entsprechende Verzweigung zur Berechnung der Werte existiert. Trifft dies nicht zu, so berechnet das Programm die Werte für das Material mit dem Index 1.

6. Randbedingungen.

Der Impulsgleichung müssen zwei Randbedingungen eingeprägt werden, damit die Lösung eindeutig wird. Die Randbedingungen können vorgegebene Massenströme oder Drücke sein. Das Programm läßt die Möglichkeit zu, Randwerte am Kanaleintritt und am Austritt vorzuschreiben. Die Vorgabe von Randdrücken bewirkt, daß die Massenströme abhängige Größen werden, die aus der instationären Impulsgleichung errechnet werden. Wegen der Druckabhängigkeit der Stoffwerte muß neben der Druckdifferenz auch der Absolutdruck entweder am Eintritt oder am Austritt der Strömungskanäle vorgegeben werden.

Alternativ können auch die Massenströme am Eintritt und Austritt des Strömungskanals vorgegeben werden. In diesem Fall werden der Absolutdruck im Kanal und die Druckdifferenz über dem Kanal zu abhängigen Größen. Sofern der Kanal an mindestens einem Ende offen ist, kann der Absolutdruck am offenen Ende vorgegeben werden. Wenn der Kanal jedoch an beiden Seiten durch Vorgabe eines verschwindenden Massenstroms ge-

geschlossen wird, wird der Absolutdruck innerhalb des Kanals zur abhängigen Variablen, deren Größe vom Masseninventar und der Kompressibilität des Mediums abhängt.

Die Vorgabe von mehr als zwei Randwerten bewirkt, daß das Impulsgleichungssystem überbestimmt ist, sodaß in der Regel keine Lösung existiert.

Entsprechendes gilt für die Eintrittstemperaturen (bzw. Enthalpien) und, im Fall des Sekundärkanals, für den Dampfanteil am Eintritt. Solange der Kanaleintritt offen ist, sind dies Größen, die durch Eingabe als zeitabhängige Funktionen vorgeben werden können. Bei geschlossenem Kanal werden sie abhängige Größen, die das Programm aus der Energiegleichung errechnet.

6.1. Spezifikation zeitabhängiger Randbedingungen durch Dateneingabe

Folgende Größen können durch Dateneingabe der Lösung des Differential-Gleichungssystems als zeitabhängige Randbedingungen eingepreßt werden:⁸

Primärkanal:

1. Eintritts-Massenstrom (GMSIN),
2. Eintritts-Druck (PGIN),
3. Eintritts-Temperatur (TGIN).

Sekundärkanal:

1. Eintritts-Massenstrom (SMFIN),
2. Eintritts-Druck (PWIN),
3. Eintritts-Temperatur (TWIN),
4. Eintritts-Dampfqualität (XIN),
5. Austritts-Druck (PWEX).

Die Zeitfunktionen werden als eine Serie von Stützpunkten eingegeben, bestehend aus Wertepaaren, von denen der erste den Zeitpunkt und der zweite den Funktionswert zu diesem Zeitpunkt angibt. Im Verlauf der Transiente interpoliert das Programm linear zwischen den Stützpunkten. Die zeitabhängige Funktion wird also durch einen Polygonzug approximiert. Die Stützpunktabstände können beliebig gewählt werden, die Zeitstützpunkte müssen jedoch in monoton steigender Folge eingegeben werden und endliche Abstände haben. Für jede Funktion können maximal 50 Stützpunkte spezifiziert werden.

Wie bereits in Abschnitt 3.1 erläutert, können auch die Standard-Zeitschrittweiten zeitabhängig vorgegeben werden. Sie werden ebenfalls durch eine Serie von Stützpunkten spezifiziert. In Gegensatz zu den Randwert-Funktionen bildet das Programm jedoch aus der Stützpunkt-Serie eine Treppenfunktion. Die Zeitschrittweite wird zwischen Stützpunkten konstant auf dem Wert im unteren Stützpunkt gehalten bis der obere Stützpunkt erreicht ist, bzw. überschritten wird.

⁸ Die Bezeichnungen in Klammern sind die programminternen Namen der betreffenden Größen.

6.2. Programmierte Steuerung zeitabhängiger Randbedingungen.

Das Unterprogramm CONTRL eröffnet zusätzliche Möglichkeiten der Programm-Ablaufsteuerung, die nicht mit Hilfe der beschriebenen Steuerung durch Daten-Eingabe verwirklicht werden können. CONTRL ermöglicht zum Beispiel, Randbedingungen auf Grund von Kriterien zu modifizieren, die aus der Lösung des Differential-Gleichungssystems für das aktuelle Zeitniveau hergeleitet werden. Steuerparameter, wie zum Beispiel die Zeitintervalle, in denen ein Ausdrucken der Ergebnisse erfolgen soll, können ebenfalls in Abhängigkeit von der Zeit modifiziert werden.

Die spezielle, vom Benutzer gewünschte Programmsteuerung muß im Unterprogramm CONTRL programmiert werden. Die Größen, die beeinflußt werden können und die Variablen, deren Werte zur Abfrage verfügbar sein müssen, werden über COMMON-Blöcke bereitgestellt. Im übrigen enthält das Unterprogramm keine Instruktionen, die den Programmablauf beeinflussen, sofern sie nicht von Benutzer eingefügt sind. Die programminternen Namen der Variablen, die für eine Steuerung durch CONTRL in Frage kommen, sind im Anhang 2 aufgelistet und ihre Bedeutung erläutert.

Das Unterprogramm wird vom Hauptprogramm aufgerufen, nachdem die Rechnung für das vorhergehende Zeitniveau abgeschlossen, das neue Zeitniveau aus der aktuellen Zeitschrittweite bestimmt und die Funktionentafeln zur Berechnung der neuen Randbedingungen aufgerufen wurden. Beim Aufruf von CONTRL hat das Zeitniveau (Bezeichnung: TIME) den neuen Wert t_i und die Randwerte die zu t_i gehörigen Werte. Alle Variablen der Lösung des Differential-Gleichungssystems haben noch die Werte zum vorhergehenden Zeitpunkt $t_{i-1} = t_i - \Delta t_{i-1}$ (Bezeichnung: RTIME).

In CONTRL können die aus der Funktionentafel errechneten Randwerte nach Wunsch überschrieben werden, ebenso die Steuerparameter, die dem Programmablauf beeinflussen. Die Werte der Lösungsvariablen des vorhergehenden Zeitpunkts können zwar auch überschrieben werden, dies wäre jedoch eine Beeinflussung des Programmablaufs, die in der Regel fehlerhaft ist.

Nach der Rückkehr aus CONTRL in das aufrufende Hauptprogramm wird das Unterprogramm INSTAT (ausser bei der Initialisierung) aufgerufen, in dem die Lösung für das neue Zeitniveau errechnet wird. Bei der Programmierung in CONTRL muß die Möglichkeit beachtet werden, daß aus INSTAT ein Rücksprung mit Zeitschritt-Halbierung erfolgen kann. Der Rücksprung erfolgt an die Stelle im Hauptprogramm, an der die Funktionentafel aufgerufen wird. Das neue Zeitniveau ist jetzt $t_i = t_{i-1} + \Delta t_{i-1}/2$. Nach der Funktionentafel wird CONTRL erneut aufgerufen. Der Wert von t_{i-1} (RTIME) ist der gleiche, ebenfalls die Werte aller Lösungsvariablen zu diesem Zeitpunkt, da sie vor dem Rücksprung auf ihre alten Werte zurückgesetzt werden. Die Randwerte hingegen, die aus der Funktionentafel ermittelt werden, haben die zum neuen Zeitpunkt t_i gehörigen Werte. Es ist deshalb in der Regel günstiger, zur zeitabhängigen Steuerung den Wert von RTIME als Referenz zu benutzen.

CONTRL wird auch aufgerufen bevor das Programm den stationären Anfangszustand ermittelt, d. h. vor dem Aufruf von INIT (statt INSTAT). Die Werte von TIME und RTIME haben in diesem Fall den Wert null. Da das Programm, wie in Abschnitt 3.3.4

erläutert, im allgemeinen eine Vorlaufrechnung ohne Fortschaltung der Zeit macht, ist an dem Wert dieser Größen nicht zu erkennen, ob sich das Programm im Initialisierungs- oder im instationären Modus befindet. Der Modus wird durch den Index TRANS gekennzeichnet, der bei der Initialisierung (mit Aufruf von INIT) gleich null ist und im instationären Modus (mit Aufruf von INSTAT) Werte größer als null annimmt.

6.3. Steuerung von Randbedingungen durch Steuerparameter.

In der dem Anfangszustand folgenden Transiente können die Randbedingungen mit Hilfe der Steuerindizes KTPS, KBLOW und KTPP, sowie durch die eingepprägten zeitabhängigen Drücke und Massenströme gesteuert werden.

Wenn der Steuerindex KTPS $\neq 0$ gesetzt wird, wird der Druck sowohl am Kanaleintritt, als auch am Kanalausritt als Randbedingung eingepprägt. Die Differenz der beiden Randdrücke kann als eine treibende Pumpen-Druckdifferenz interpretiert werden. Der Massenstrom wird unter diesen Umständen zur abhängigen Größe. Der eventuell durch Eingabe spezifizierte Massenstrom wird ignoriert.

Wenn KTPS = 0 gesetzt wird, ist der Massenstrom und der Druck am Kanaleintritt eingepprägte Größe. Der Massenstrom und der Druck am Kanalausritt werden zu abhängigen Variablen. Eventuell in der Eingabe vorgegebene Werte werden ignoriert.

Die vorstehend beschriebene Wirkungsweise des Steuerindex KTPS gilt für den Fall, daß der Steuerindex KBLOW = 0 gesetzt ist. KBLOW ist ein Index, der die Simulation von Rohrbrüchen im Sekundärkanal mit Ausströmung des Kühlmittels ermöglicht. Wenn KBLOW $\neq 0$ gesetzt wird, wird am Kanalausritt das in Abschnitt 2.6.3 beschriebene Programmmodul für kritische Ausströmung in die Simulation einbezogen. Der durch Eingabe vorgeschriebene Druck am Austritt ist in diesem Fall stets eingepprägter Randwert. Er ist als eine Größe zu interpretieren, die ausserhalb des Kanals liegt, während für KBLOW = 0 der Austrittsdruck der Druck im Zentrum des letzten Kontrollvolumens vor dem Kanalende ist.

Für KBLOW $\neq 0$ und KTPS = 0 ist die zweite Randbedingung der Massenstrom am Kanaleintritt. Der Druck am Kanaleintritt und der Massenstrom am Kanalausritt sind abhängige Größen, die berechnet werden.

Für KBLOW $\neq 0$ und KTPS $\neq 0$ ist der Eintrittsdruck die zweite Randbedingung. In diesem Fall ist der Massenstrom am Eintritt und am Austritt abhängige Größe.

KTPP ist der Steuerindex für die Randbedingungen im Primärkanal. Er hat die analoge Bedeutung wie KTPS für den Sekundärkanal. Eine Ausströmung durch Lecks im Primärkanal kann in der vorliegenden Programmversion nicht simuliert werden.

7. Datenausgabe

Das Programm ermöglicht eine ausführliche Ausgabe der berechneten Verteilungsfunktionen und eine Kurzausgabe einer begrenzten Zahl von Daten für jeden Zeitpunkt.

Die ausführliche Ausgabe besteht aus 17 Kolonnen, in denen Werte für jedes Kontrollvolumen angegeben sind. Die Größen haben folgende Bedeutung:

1. Index k des Kontrollvolumens V_k ,
2. sekundärseitige wärmetauschende Fläche ab Kanaleintritt, einschliesslich der des Volumens V_k ,
3. Massenstrom an der Grenzfläche zwischen den Volumina V_k und V_{k+1} ,
4. Zweiphasen-Strömungsgeschwindigkeit nach Formel (3.2.13),
5. Dampfqualität,
6. Volumetrischer Dampfanteil,
7. primärseitige Fluidtemperatur,
8. primärseitige Wand-Oberflächentemperatur,
9. sekundärseitige Wand-Oberflächentemperatur,
10. sekundärseitige Fluidtemperatur T_F ,
11. sekundärseitige Temperaturdifferenz $T_F - T_{\text{sat}}$,
12. primärseitiger Wärmeübergangskoeffizient,
13. primärseitige Wärmestromdichte q''_1 , multipliziert mit dem Rohrdurchmesser-Verhältnis d_a/d_i .⁹
14. sekundärseitige Wärmestromdichte q''_2 ,
15. effektiver sekundärseitiger Wärmeübergangskoeffizient $q''_2/(T_{\text{wand}} - T_F)$,
16. lokaler Druck im Sekundärkanal,
17. Kennzeichnung des Wärmeübergangs im Sekundärkanal,

- | | |
|----|---|
| C | konvektiver Wärmeübergang im Wasserbereich, |
| PB | partielles Blasensieden, |
| B | voll entwickeltes Blasensieden, |
| T | Übergangssieden, |
| D | Wärmeübergang im Dry-out-Bereich und im Bereich reiner Dampfströmung. |

Wenn der Eingabeindex $KPPR \neq 0$ gesetzt wird, werden zusätzlich Angaben über die verschiedenen Terme der Impulsgleichung ausgedruckt.

⁹ Da unter stationären Bedingungen und vernachlässigbarem axialem Wärmestrom in der Wand die Beziehung $d_a q''_1 = d_i q''_2$ gilt, müssen unter stationären Bedingungen die Werte in den Kolonnen 13 und 14 übereinstimmen.

Für jede Sektion werden folgende Größen aufgelistet:

- Druck am Eintritt und am Austritt,
- Gesamtdruckverlust,
- lokaler Druckverlust (durch $RFRIC \neq 0$),
- hydrostatischer Druckverlust,
- Reibungs-Druckverlust,
- Druckverlust durch axiale Beschleunigung,
- Druckverlust durch transiente Beschleunigung.

Wenn der Eingabeindex $LTEST \neq 0$ gesetzt wird, wird zusätzlich die Matrix VAR aufgelistet. Diese Matrix hat 10 Kolonnen, die Zahl der aufgelisteten Zeilen ist gleich der Zahl der Kontrollvolumina. Dieser Matrix können in den Unterprogrammen INIT und INSTAT und allen anderen Unterprogrammen, die den VAR-Commonblock enthalten, nach Wunsch Werte von Vektoren zugewiesen werden, die in Verlauf der Lösungsprozedur berechnet werden. Die VAR-Liste eignet sich für die Ausgabe von Lösungsvektoren, die in der normalen Ausgabe aus Platzgründen nicht enthalten sind, sie eignet sich aber auch für Testzwecke. Sie kann zum Beispiel benutzt werden, um Informationen über das Verhalten von Größen zu erhalten, die während der Lösungsprozedur berechnet werden, aber im Endergebnis nicht in Erscheinung treten.

Die Kurzausgabe, die unabhängig von den vorgegebenen Zeitintervallen für die ausführliche Ausgabe stets erfolgt, wenn die ausführliche Ausgabe unterdrückt ist, besteht aus einer Zeile für jeden Zeitpunkt. Diese Zeile enthält die Werte folgender Größen:

- Zeit,
- Gesamt-Wärmestrom im Primärkanal,
- Gesamt-Wärmestrom im Sekundärkanal,
- Fluid-Eintrittstemperatur im Primärkanal,
- Fluid-Austrittstemperatur im Primärkanal,
- Fluid-Eintrittstemperatur im Sekundärkanal,
- Fluid-Austrittstemperatur im Sekundärkanal,
- Dampfqualität am Austritt des Sekundärkanals,
- primärseitiger Massenstrom am Kanaleintritt,
- sekundärseitiger Massenstrom am Kanaleintritt,
- sekundärseitiger Massenstrom am Kanalaustritt,
- primärseitiger Druck am Kanaleintritt,
- sekundärseitiger Druck am Kanaleintritt,
- sekundärseitiger Druck am Kanalaustritt.

8. Graphik-Option

Wenn der Eingabe-Parameter IPLOT $\neq 0$ gesetzt wird, speichert das Programm Daten auf eine Graphik-Datei ab, die von einem geeigneten Graphik-Programm gelesen und weiter verarbeitet werden kann. Dieses Graphik-Programm ist wegen der unterschiedlichen Graphik-Software, die den Benutzern unterschiedlicher Rechner-Installationen zur Verfügung steht, nicht in das SIKADE-Programm eingebaut und muß gesondert

bereitgestellt werden. Um die Möglichkeiten, die die Datenspeicherung eröffnet, voll nutzen zu können, sollte die Graphik-Software in der Lage sein, Vektoren als Funktion der Zeit darzustellen, d.h. zweidimensionale Graphiken zu erzeugen.

Im folgenden wird die Struktur der auf der Graphik-Datei abgespeicherten Daten angegeben. Abgespeicherte ganzzahlige Größen sind vom Typ INTEGER*4 und Gleitkomma-Variable vom Typ REAL*4. Bei Zeichenketten ist der Typ gesondert angegeben.

Folgende Daten werden nur einmal zu Beginn abgespeichert:

NPM Länge der Lösungsvektoren (Zahl der Kontrollvolumina),
MVAR Zahl der Datensätze für eindimensionale Graphiken,
MFLD Zahl der Datensätze für zweidimensionale Graphiken.
Zeichenkette, Typ: CHARACTER*80, zur Problemkennzeichnung,
Zeichenketten, Typ: CHARACTER*60, zur Bezeichnung der
 dargestellten skalaren Funktionen, Anzahl: MVAR.
Zeichenketten, Typ: CHARACTER*60, zur Bezeichnung der
 dargestellten Vektor-Funktionen, Anzahl: MFLD.
Vektor der axialen Abzissenwerte (wärmetauschende Fläche ab
 Kanaleintritt), Vektorlänge: NPM.

Folgende Daten werden für jeden Zeitpunkt abgespeichert. Der erste Wert ist jeweils der Zeitpunkt, dem die folgenden Daten zugeordnet sind. Sie werden in der angegebenen Reihenfolge gespeichert.

Skalare Funktionen:

Zeit,
sekundärseitige Fluid-Eintrittstemperatur,
primärseitige Fluid-Eintrittstemperatur,
sekundärseitiger Eintritts-Massenstrom,
primärseitiger Eintritts-Massenstrom,
sekundärseitiger Druck am Eintritt,
primärseitiger Druck am Eintritt,
Gesamt-Fluidmasse im Sekundärkanal,
Gesamt-Dampfmasse im Sekundärkanal,
Gesamt-Wärmestrom aus dem Primärkanal,
Gesamt-Wärmestrom in den Sekundärkanal.

Vektor-Funktionen:

sekundärseitiger Massenstrom,
sekundärseite Zweiphasen-Strömungsgeschwindigkeit,
volumetrischer Dampfanteil,
primärseitige Fluidtemperatur,
primärseitige Wand-Oberflächentemperatur,
sekundärseitige Wand-Oberflächentemperatur,
sekundärseitige Fluidtemperatur,
sekundärseitige Wärmestromdichte,

9. "Restart"-Option

Die Restart-Option des Programms ermöglicht es, Simulationsrechnungen, die bei einem bestimmten Zeitpunkt beendet wurden, wieder aufzugreifen und eventuell mit anderen Randbedingungen fortzusetzen. Um den Restart zu ermöglichen, ist es notwendig, die Lösungsvektoren auf eine Speicherdatei zu schreiben, sodaß sie bei einem neuen Start der Simulation, beginnend bei einem vorgegebenen Zeitpunkt > 0 zur Rekonstruktion der (nunmehr transienten) Anfangsbedingungen zur Verfügung stehen. Der Restart-Zeitpunkt kann der Endzeitpunkt des vorhergehenden Simulationslaufes sein, aber auch ein beliebiger vorhergehender Zeitpunkt. Wenn die Restart-Option genutzt werden soll, müssen eine Speicherdatei oder besser zwei Speicherdateien für diesen Zweck bereitgestellt werden. Wird nur eine Datei aktiviert, wird diese sowohl zur Rückgewinnung der Daten aus den vorhergehenden Lauf, als auch zur Speicherung der neuen Daten benutzt. Die Datei wird bis zum Restart-Zeitpunkt gelesen und die neuen Daten im Anschluß gespeichert. Wenn also der Restart-Zeitpunkt vor dem Endzeitpunkt der Vorläufer-Rechnung liegt, wird das Zeitintervall von Restart-Zeitpunkt bis zum Endzeitpunkt überschrieben und steht in der Folge nicht mehr zur Verfügung. Diese Beschränkung besteht nicht, wenn zwei Dateien verfügbar sind, die abwechselnd zur Rückgewinnung und zum Speichern benutzt werden können.

Die Restart-Dateien werden in der Eingabe dadurch aktiviert, daß den Eingabeparametern IRSTOR und IRRETR der Wert 1 oder 2 zugewiesen wird. IRSTOR ist der Speicher-Datei und IRRETR der Rückgewinnungs-Datei zugeordnet. Wenn nur eine Datei aktiviert werden soll, ist IRSTOR = 1 und IRRETR = 0 zu setzen.¹⁰

Nach Initialisierung eines Restart-Laufs wird zunächst die Rückgewinnungs-Datei bis zum Restart-Zeitpunkt gelesen und auf die Speicherdatei umkopiert. (Diese Umkopierung entfällt, wenn nur eine Restart-Datei aktiviert ist). Falls eine Graphik-Datei aktiviert ist, wird auch die Graphik-Datei bis zum Restart-Zeitpunkt rekonstruiert. Wenn mit der Eingabe ein Restart-Zeitpunkt spezifiziert wird, der größer, als der Endzeitpunkt der Vorläufer-Rechnung ist, beginnt der Restart-Lauf bei diesem Endzeitpunkt. Eine Anzahl von Daten, die nicht gespeichert werden, werden durch Aufruf des Unterprogramms UPDAT für den Restart-Zeitpunkt neu berechnet bevor die Fortsetzung des Simulationslaufs in die Wege geleitet wird. Die neu berechneten Daten werden auf die Speicherdatei und gegebenenfalls auf die Graphikdatei hinter den alten Daten abgespeichert. Sowohl die Speicherdatei, als auch die Graphikdatei enthalten also nach Abschluß des Restart-Laufs den vollständigen Satz von Lösungsvektoren, beginnend mit dem Zeitpunkt $t = 0$.

¹⁰ In der vorliegenden Programmversion ist dem Index 1 die logische Einheit FT15F001 und dem Index 2 die Einheit FT16F001 zugeordnet.

Zitierte Literatur.

- /1/ S.L.Soo, Fluid Dynamics of Multiphase Systems.
Blaisdell Publ. Comp. (1967).
- /2/ M.Ishii, Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow.
Eyrolles Paris 1975.
- /3/ G.Yadigaroglu, R.T.Lahey Jr., On the Various Forms of the
Conservation Equations in Two-Phase Flow.
Int. J. Multiphase Flow 2, 477-494 (1976).
- /4/ A.E.Bergles, J.G.Collier, J.M.Delhay, G.F.Hewitt, F.Mayinger,
Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries.
Hemisphere Publ. Corp. (1981).
- /5/ N.Zuber, Conservation Laws for Two-Phase Flow with a Change of Phase.
Int.J.Heat Mass Transfer 10, 1637-1642, (1967).
- /6/ R.C.Mecredy, L.J.Hamilton, The Effects of Nonequilibrium Heat, Mass and
Momentum Transfer on Two-Phase Sound Speed.
Int.J.Heat Mass Transfer 15, 61-72, (1972).
- /7/ C.J.Rallis, H.H.Jawurek, Latent Heat Transport in Saturated Nucleate
Boiling.
Int. J. Heat Mass Transfer 7, 1051-1068 (1964).
- /8/ N.Zuber, J.A.Findlay, Average Volumetric Concentration in Two-Phase
Flow Systems.
J. of Heat Transfer, Trans.ASME, Series C, 87, 453-468,(1965).
- /9/ H.Nabizadeh, Experimentelle Untersuchungen und Parameterstudien
des volumetrischen Dampfgehalts in Freon 113 und Vergleich mit den
Versuchsergebnissen in Wasser und anderen Freonarten.
Reaktortagung des Deutschen Atomforums, Düsseldorf 1976. S.39-42.
- /10/ J.F.Marchaterre, B.M.Hoglund, Correlation for Two-Phase Flow.
Nucleonics 1962, S.142.
- /12/ C.F.Colebrook, Turbulent Flow in Pipes with Particular Reference to
the Transition Region Between the Smooth and Rough Pipe Laws.
J. Inst. Civil Engrs. 11, 133-156, (1938).
- /13/ H.Ito, Friction Factors for Turbulent Flow in Curved Pipes.
Trans. ASME, Series D, J. Basic Engng. 81, 123, (1959).

- /14/ H.Hausen, Wärmeübertragung im Gegenstrom, Gleichstrom und Kreuzstrom. Berlin Springer 1950.
- /15/ R.W.Lockhart, R.C.Martinelli, Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes. Chem. Engng. Progr. 45, 39-48 (1949).
- /16/ A.E.Bergles, W.M.Rohsenow, The Determination of Forced-Convection Surface-Boiling Heat Transfer. J. Heat Transfer, Trans.ASME, 86, 356-372, (1964).
- /17/ V.Gnielinski, Forsch. im Ing.-Wes. 41, 8-6, (1975).
- /18/ H.Hausen, Allg. Wärmetechn. 9, 75-79, (1959).
- /19/ M.Cumo, G.C.Urbani, Post Burnout Heat Transfer (Attainable Precision Limits of the Measured Coefficient). CNEN/RT/ING (74),24, (1974).
- /20/ L.A.Bromley, Heat Transfer in Stable Film Boiling. Chem. Engng. Progr. 46, 221-227, (1950).
- /21/ Y.Y.Hsu, J.W.Westwater, Film Boiling from Vertical Tubes. AIChE.J. 4, 58-62, (1958).
- /22/ F.Müller, Wärmeübergang bei der Verdampfung unter hohen Drücken. VDI-Forschungsheft Nr. 522, (1967).
- /23/ C.Y.Han, P.Griffith, The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling. M.I.T Report No. 7673-19, (1962).
- /24/ G.Meister, Vapor Bubble Growth and Recondensation in Subcooled Boiling Flow. Nucl. Engng. and Design 54, 97-114 (1979).
- /25/ A.H.Abdelmessih, F.C.Hooper, S.Nangia, Flow Effects on Bubble Growth and Collapse in Surface Boiling. Int.J. Heat Mass Transfer 15, 115-125, (1972).
- /26/ R.W.Bowring, A simple but accurate round tube, uniform flux, dryout correlation over the pressure range 0.7-17 MN/m² . Report AEEW-R 789 (1972).
- /27/ R.K.F.Keeys, J.C.Ralph, D.N.Roberts, Post burnout heat transfer in high pressure steam-water mixtures in a tube with cosine heat flux distribution. Progress in Heat and Mass Transfer 6, 99-118, (1972).

- /28/ K.M.Becker, An Analytical and Experimental Study of Burnout Conditions in Vertical Round Ducts.
AE-178 (1965).
- /29/ W.R.Gambill, Design Curves for Burnout Heat Flux in Forced-Convection Subcooled Light Water Systems.
ORNL-TM-2421 (1968).
- /30/ V.E.Doroschuk, L.L.Levitan, F.P.Lantzman, Investigations into Burnout in Uniformly Heated Tubes.
ASME-paper 75-WA/HT-22 (1976).
- /31/ H.S.Ragheb, S.C.Cheng, D.C.Groeneveld, Measurement of Transition Boiling Boundaries in Forced Convective Flow.
Int. J. Heat Mass Transfer 21, 1621-1624, (1978).
- /32/ L.S.Tong, Heat Transfer Mechanism in Nucleate and Film Boiling,
Nucl. Engng. and Design, 21, 1-25, (1972).
- /33/ W.S.Bradfield, On the Effect of Subcooling on Wall Superheat in Pool Boiling.
Trans.ASME, Ser.C, J. Heat Transfer, 89, 269-270, (1967).
- /34/ D.Heim, V.Kefer, H.Liebert, Untersuchungen zur maximalen Benetzungstemperatur bis zum kritischen Druck.
Interner KWU-Bericht R 513/84/12, April 1984.
- /35/ P.A.Lottes, Expansion Losses in Two-Phase Flow.
Nucl. Sci. and Engng. 9, 26-31, (1961).
- /36/ D.E.Fitzsimmons, Two-phase Pressure Drop in Piping Components.
HW-80970 Rev.1, (1964).
- /37/ G.E.Geiger, W.M.Rohrer, Sudden Contraction Losses in Two-Phase Flow.
J. Heat Transfer, 1-9, Febr. 1966.
- /38/ W.C.Hirt, Heuristic Stability Theory for Finite Difference Equations.
J. Comp. Phys. 2, 339-355 (1968).
- /39/ V.Gnielinski, Wärmeübergang bei Queranströmung durch einzelne Rohrreihen und Rohrbündel.
VDI-Wärmeatlas Gel-Ge3 (1977).
- /40/ W.Kast, Druckverlust bei der Strömung quer zu Rohrbündeln.
VDI-Wärmeatlas Ld1-Ld2 (1977).
- /41/ N.A.Fuchs, Evaporation and Droplet Growth in Gaseous Media.
Pergamon Press 1959.

- /42/ M.Wicks III, Liquid Film Structure and Drop Size Distribution in Two-phase Flow.
Ph.D.Thesis Univ Houston, Chem.Engng.Rep. 1967.
- /43/ M.Wicks,A.E.Dukler, In situ measurements of drop size distribution in two-phase flow.
Int. Heat Transfer Conf. Chicago 1966.
- /44/ R.A.Mugele,H.D.Evans, Droplet Size Distribution in Sprays.
Ind.Engng.Chem. 43, 1317-1324,(1951).
- /45/ L.Haar, J.S.Gallagher, G.S.Kell, NBS/NRC Wasserdampfataeln.
Herausg. U.Grigull. Springer 1988.
- /46/ IFC-Formulation for Scientific and General Use 1968, A Formulation of the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance.
VDI-Wasserdampfataeln. Abschnitt C, Formulationen und Gleichungen. (1977).
- /47/ F.Stelzer, Physical Property Algorithms, Stoffwertalgorithmen.
Thiemig 1984.

ANHANG 1: Formelsymbole

file

Obschnitt 1

m	Massenstromdichte,
m_w, m_s	Wasser- bzw. Dampf-Massenstromdichte,
v_w, v_s	Strömungsgeschwindigkeit,
ρ	Mischungsdichte,
ρ_w, ρ_s	Wasser- bzw. Dampf-Dichte,
α	Volumetrischer Dampfanteil,
x	Dampfqualität,
s	Schlupf-Verhältnis,
C_w, C_s	Verteilungsparameter für die Wasser- bzw. Dampfphase,
Γ_c	Volum-Kondensationsrate,
Γ'_c	Oberflächen-Kondensationsrate,
Γ_{ev}	Volum-Verdampfungsrate,
Γ'_{ev}	Oberflächen-Verdampfungsrate,
P_h	beheizter bzw. gekühlter Kanalumfang,
P_f	benetzter Kanalumfang,
d_H	hydraulischer Durchmesser,
A	freier Strömungsquerschnitt,
u	spezifische innere Energie,
m_h	Enthalpie-Stromdichte,
h_w, h_s	spezifische Wasser- bzw. Dampf-Enthalpie,
h_{ev}	Verdampfungsenthalpie,
e_{kin}	Dichte der kinetischen Energie,
f_{kin}	Energiestromdichte,
q''	Wärmestromdichte,
q''_{lat}	latente Wärmestromdichte,
p	Druck,
g	Gravitationskonstante,
θ	Neigungswinkel der Kanalachse gegen die Horizontale,
τ_w	Wandschubspannung,
z	axiale Koordinate.

Abschnitt 2

m_{ev}	Verdampfungs-Massenstromdichte,
v_D	Driftgeschwindigkeit von Dampfblasen in Wasser,
v_{rel}	Relativgeschwindigkeit von Wasser und Dampf,
x_{dry}	Dry-out-Dampfqualität,
σ	Oberflächenspannung,
ζ	Reibungskoeffizient (Formel (2.2.1)),

ε	Rauhigkeitstiefe der Kanalwand,
X	Lockhart-Martinelli-Parameter (Formel (2.2.11)),
Re	Reynoldszahl,
Pr	Prandtlzahl,
Nu	Nusseltzahl,
Fr	Froudezahl (Formel (2.1.6)),
λ_w, λ_s	Wärmeleitfähigkeit von Wasser bzw. Dampf,
λ_B	reziproke mittlere Lebensdauer von Dampfblasen (Formel (2.4.10)),
λ_{ev}	reziproke mittlere Lebensdauer von Wassertropfen,
β	Wärmeübergangskoeffizient,
q''_{bo}	Wärmestromdichte durch Blasensieden,
q''_{inc}	Wärmestromdichte bei Einsatz von Blasensieden,
q''_{cr}	Kritische Wärmestromdichte bei DNB,
T_w	Wandtemperatur,
T_F	Fluidtemperatur,
ΔT_w	Wandüberhitzung $T_w - T_{sat}$
ΔT_{inc}	Wandüberhitzung bei Einsatz von Blasensieden,
Θ	Temperaturparameter (Formel (2.4.4)),
Γ_{ev}	Volum-Verdampfungsrate,
X_{kin}	Geschwindigkeits-Parameter (Formel (2.6.8)),
k_w, k_s	Adiabatexponent für Wasser bzw. Dampf,
κ_w, κ_s	modifizierter Adiabatexponent (Formel (2.6.24)).

Abschnitt 3

w	Massenstrom,
w_w, w_s	Wasser- bzw. Dampf-Massenstrom,
v_w, v_s	Strömungsgeschwindigkeit,
v_x	"Zweiphasengeschwindigkeit" (Formel (2.6.3)),
V	Kontrollvolumen,
$A_{n+1/2}$	freier Strömungsquerschnitt zwischen V_n und V_{n+1} ,
M_{tn}	Fluid-Masseninventar im Volumen V_n ,
M_{wn}	Wasser-Masseninventar im Volumen V_n ,
M_{sn}	Dampf-Masseninventar im Volumen V_n ,
S_n	im Wärmeaustausch stehende Oberfläche des Volumens V_n ,
U_n	Inventar an innerer Energie im Volumen V_n ,
H_k	Enthalpiestrom durch die Fläche A_k (Formel (3.2.7)),
J_k	Strom der kinetischen Energie durch die Fläche A_k ,
$(m v)_k$	Impulsstrom durch die Fläche A_k ,
λ	Wärmeleitfähigkeit der Wand,
Q_r, Q_z	radiale bzw. axiale Wärmeströme in der Wand.

ANHANG 2: Bezeichnung und Bedeutung programminterner Größen.

Steuerparameter

Die Eingabe- und Defaultwerte der im folgenden aufgeführten Parameter können im Unterprogramm CONTRL durch "überschreiben" modifiziert werden. In der Regel ist dies ohne Einschränkungen zulässig. Ausnahmen sind besonders vermerkt.

ITRANS	interner Steuerindex. Falls ITRANS=0 ist, befindet sich das Programm im Initialisierungsmodus. Im instationären Modus ist ITRANS > 0 . Dieser Index darf in CONTRL nur abgefragt, aber nicht modifiziert werden.
IPLOT	Eingabeindex zur Graphiksteuerung. Falls IPLOT ≠ 0, wird ein Graphikfile angefordert und beschrieben.
IRSTOR	Eingabeindex für den Speicherfile bei Restartläufen. Funktion in Abschnitt 8 erläutert.
IRRETR	Eingabeindex für den Rückgewinnungsfile bei Restartläufen.
IKTEST	Eingabeindex für die Auflistung der Korrektur-Iteration, Die Auflistung erfolgt, wenn der Index > 0 gesetzt wird.
IVTEST	Eingabeindex für die Auflistung der Dampfanteil-Iteration,
IPTEST	Eingabeindex für die Auflistung der Druck-Iteration im Unterprogramm IMPULS,
ITTEST	Eingabeindex für die Auflistung der Temperatur-Iteration im Unterprogramm INIT,
LOUTP	Eingabeindex für die Datenausgabe. Funktion beschrieben in der Anleitung für die Dateneingabe.
LTEST	Eingabeindex für die Datenausgabe. Wenn LTEST ≠ 0 gesetzt wird, wird die VAR-Matrix ausgedruckt.
KPPR	Eingabeindex für die Datenausgabe. Wenn KPPR ≠ 0 gesetzt wird, wird die Druckverteilung im Primär- und Sekundärkanal ausgedruckt.
KGTMP	Steuerindex, für KGTMP ≠ 0 wird die stationäre Anfangsverteilung der Gastemperatur während der transienten Rechnung konstant gehalten. Defaultwert ist 0.
KHTB	Steuerindex für die Berechnung der axialen Wärmeleitung in der Wand. Wenn KHTB < 0 gesetzt wird, wird die Berechnung der axialen Wärmelei-

tung ausgeschaltet. Defaultwert ist 1. Der Index kann in CONTRL beim ersten Aufruf geändert werden.

KBLOW	Eingabeindex für die Simulation eines Rohrbruchs im Sekundärkanal. Ausströmung wird berechnet, falls falls KBLOW \neq 0 gesetzt wird. Der Index darf in CONTRL nur von KBLOW=0 nach KBLOW \neq 0 geändert werden.
KTPS	Steuerindex für die Randbedingungen der sekundärseitigen Impulsgleichung. Funktion beschrieben in Abschnitt 3.3.3.
KTPP	Steuerindex für die Randbedingungen der primärseitigen Impulsgleichung. Bedeutung analog zu KTPS.
NSTART	Der Parameter bestimmt die Zahl der Vorlaufrechnungen mit konstanten Randbedingungen (siehe Abschnitt 3.3.4). In CONTRL darf NSTART nur beim ersten Aufruf (gekennzeichnet durch ITRANS=0) modifiziert werden. Defaultwert ist 2.
NKORR0	Maximal zugelassene Zahl der Korrektor-Iterationen für den stationären Anfangszustand,
NKORR	Maximal zugelassene Zahl der Korrektor-Iterationen für die instationäre Rechnung,
DTOUTP	Zeitintervall für eine ausführliche Datenausgabe,
DTPLOT	Zeitintervall für die Datenspeicherung auf den Graphikfile,
DTMIN	Kleinste zugelassene Zeitschrittweite,
DTMAX	Größte zugelassene Zeitschrittweite.

Randwerte

TWIN	Sekundärseitige Fluid-Eintrittstemperatur (C),
XIN	sekundärseitige Eintritts-Dampfqualität,
PWIN	sekundärseitiger Eintritts-Druck (Pa),
PWEX	sekundärseitiger Austrittsdruck (Pa),
SMFIN	sekundärseitiger Eintritts-Massenstrom (kg/s),
TGIN	primärseitige Fluid-Eintrittstemperatur (C),
PGIN	primärseitiger Eintritts-Druck (Pa),
PGN	primärseitiger Austrittsdruck (Pa),
GMSIN	primärseitiger Eintritts-Massenstrom (kg/s).

Vektorfunktionen

Die Komponenten der im folgenden aufgeführten Vektorfunktionen gelten jeweils für ein Kontrollvolumen. Die Vektorlänge ist demnach gleich der Gesamtzahl NPM der Kontrollvolumina.

Z	Axiale Koordinate,
LSECT	Sektionsindex (gibt an, zu welcher Sektion das Kontrollvolumen gehört),

Sekundärkanal.

AR	wärmetauschende Fläche,
DZAR	Geometrieparameter der Impulsgleichung $0.5 (\Delta z_{n-1}/A_{n-1} + \Delta z_n/A_n)$ (Formel (3.2.11)),
SFMA	Fluidinventar M_t ,
RSV	Dampfinventar M_s ,
ENTM	Energieinventar U ,
SMF	Massenstrom w ,
DRDT	zeitlicher Differenzenquotient des Fluidinventars $\Delta M_t/\Delta t$,
DVDT	zeitlicher Differenzenquotient des Dampfinventars $\Delta M_s/\Delta t$,
DEDT	zeitlicher Differenzenquotient des Energieinventars $\Delta U/\Delta t$,
DMDT	zeitlicher Differenzenquotient des Massenstroms,
EKINX	kinetische Energie $\frac{1}{2} \{(1-x) v_w^2 + x v_s^2\}$,
ENTX	Zweiphasen-Enthalpie $(1-x) h_w + x h_s + \frac{1}{2} \{(1-x) v_w^2 + x v_s^2\}$,
ENT	Wasser-Enthalpie,
ENTS	Dampfenthalpie,
EV	Verdampfungsenthalpie,
ENTD	Fluid-Enthalpiedifferenz $h_F - h_{sat}$,
DTFL	Fluidtemperaturdifferenz $T_F - T_{sat}$,
TW	Fluidtemperatur,

TSAT	Sättigungstemperatur,
VF	volumetrischer Dampfanteil,
X	Dampfqualität nach Formel (1.7),
XEQ	"thermodynamische" Dampfqualität nach Formel (2.5.6),
XDRY	"Dry-out"-Dampfqualität,
U	Wasser-Strömungsgeschwindigkeit,
UD	Dampf-Strömungsgeschwindigkeit,
PSL	Schlupf-Verhältnis,
QWS	Volum-Verdampfungs/Kondensationsrate $V(\Gamma_{ev} - \Gamma_c)$ (Formel (3.2.3)),
VPQ	Dampfblasen-Erzeugungsrate im Bereich des unterkühlten Blasensiedens,
BL	Kondensationsparameter für Dampfblasen,
TRL	Verdampfungsparameter für Wassertropfen,
HFX	Wärmestromdichte,
HFCRIT	kritische Wärmestromdichte für Blasensieden,
DTWCRT	Wandüberhitzung bei der kritischen Wärmestromdichte,
DTWET	kritische Wandüberhitzung für den Einsatz von stabilem Filmsieden,
HCW	Wärmeübergangskoeffizient für konvektiven Wärmeübergang im Wasserbereich,
HCD	Wärmeübergangskoeffizient für konvektiven Wärmeübergang im Dampfbereich,
HCFILM	Wärmeübergangskoeffizient im Filmsiedebereich,
HCEFF	effektiver Wärmeübergangskoeffizient,
NHT	Index zur Kennzeichnung des Wärmeübergangs,
NDNB	Index zur Kennzeichnung der DNB-Bedingung,
GU	Impulsstrom ($w v$),
FFR	Reibungsparameter,
P	Druck,
FINCR	Reibungs-Druckdifferenz über dem Kontrollvolumen,

HINCR	hydrostatische Druckdifferenz,
AZINC	Druckdifferenz durch axiale Beschleunigung,
ATINC	Druckdifferenz durch transiente Beschleunigung,
YPE	Rechte Seite der Energiegleichung (Formel (3.2.6)),
YPX	Rechte Seite der Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase (Formel 3.2.3),
YPSF	Rechte Seite der Impulsgleichung (Formel (3.2.11)),
ROC	Zweiphasen-Fluiddichte (Formel (1.2)),
ROW	Wasserdichte,
ROS	Dampfdichte,
RCDP	partielle Ableitung der Zweiphasendichte nach dem Druck,
RWDP	partielle Ableitung der Wasserdichte nach dem Druck,
RSDP	partielle Ableitung der Dampfdichte nach dem Druck,
DADP	partielle Ableitung des Dampfgehalts nach dem Druck,
VSC	dynamische Viskosität von Wasser bei Fluidtemperatur,
VSCW	dynamische Viskosität von Wasser bei Wandtemperatur,
VSCS	dynamische Viskosität von Dampf bei Fluidtemperatur,
VSCSW	dynamische Viskosität von Dampf bei Wandtemperatur,
WLFZ	Wärmeleitfähigkeit von Wasser bei Fluidtemperatur,
DWLFZ	Wärmeleitfähigkeit von Dampf bei Fluidtemperatur,
CP	spezifische Wärmekapazität von Wasser bei konstantem Druck,
DCP	spezifische Wärmekapazität von Dampf bei konstantem Druck,
TEN	Oberflächenspannung von Wasser,

Wärmetauschende Wand.

CTWALL	Energieinventar $V c \rho T$,
DCWDT	zeitlicher Differenzenquotient des Energieinventars $\Delta(V c \rho T)/\Delta t$,
TWALL	Wandtemperatur,
TSURF1	primärseitige Oberflächentemperatur,

TSURF2	sekundärseitige Oberflächentemperatur,
HFZ1	Axialer Wärmestrom in negativer axialer Richtung,
HFZ2	Axialer Wärmestrom in positiver axialer Richtung,
MAT	Materialindex,
CPF	Produkt aus spezifischer Wärmekapazität und Dichte,
WLFF	Wärmeleitfähigkeit,
YPW	Rechte Seite der Wärmediffusionsgleichung (Formel (3.2.18)).

Primärkanal

DZARG	Geometrieparameter der Impulsgleichung (Definition analog zu DZAR),
GMAS	Fluidinventar,
GENT	Energie-Inventar,
GMS	Massenstrom
DRGDT	zeitlicher Differenzenquotient des Fluidinventars,
DEGDT	zeitlicher Differenzenquotient des Energieinventars,
DMGDT	zeitlicher Differenzenquotient des Massenstroms,
TG	Fluidtemperatur,
HFXG	Wärmestromdichte,
HCG	Wärmeübergangskoeffizient,
PG	Druck,
GGU	Impulsstrom,
FFRG	Reibungsparameter,
ROG	Fluiddichte,
RGDP	partielle Ableitung der Dichte nach dem Druck,
VSCG	dynamische Viskosität,
WLG	Wärmeleitfähigkeit,
YPGE	Rechte Seite der Energiegleichung,
YPGF	Rechte Seite der Impulsgleichung,

ANHANG 3: Eingabebeschreibung

Die erste Zeile der Dateneingabe ist für eine Zeichenkette reserviert, die aus maximal 80 alphanumerischen Zeichen bestehen kann. Der Text dient zur Kennzeichnung des Problems. Er erscheint als Überschrift der Auflistung der Eingabedaten und wird in die Graphik-Datei übergeben, sodaß er für eine Kennzeichnung der Graphiken zur Verfügung steht.

Das Programm liest im Anschluß an die die Titel-Zeile die Kenndaten für die einzelnen Sektionen ein. Jede Sektion wird durch zwei aufeinander folgende Datensätze beschrieben, von denen der erste die Daten des Sekundärkanals und der zweite die des Primärkanals enthält. Die verschiedenen Sektionen werden in der Reihenfolge ihres sekundärseitigen Durchsatzes, beginnend mit der Komponente des sekundärseitigen Speisewasser-Eintritts eingelesen. Die Dateneingabe erfolgt formatlos. Die im folgenden angegebenen Variablennamen erscheinen in der Auflistung der Eingabedaten.

Datensatz 1.1: Sektions-Spezifizierung sekundärseitig

MK	Einleseindex: $MK = 0$ es werden im Anschluß an diesen Datensatz noch Daten zu weiteren Sektionen eingelesen. $MK \neq 0$ kennzeichnet die letzte Sektion. Nach Einlesen des zu dieser Sektion gehörigen Datensatzes 1.2 wird die Eingabe des Datensatzes 2 erwartet.
MP	Zahl der axialen Diskretisierungsintervalle,
MAT	Material-Index für die wärmetauschende Wand, ¹²
HLG	Länge der Sektion [m],
HGT	Höhe der Sektion [m] zur Berechnung der hydrostatischen Druckdifferenz, ¹¹
AREA	freier Strömungsquerschnitt [m ²],
RAND	im Wärmeaustausch befindlicher innerer Umfang [m],
HYDM	innerer hydraulischer Durchmesser [m],
EPSI	Rauhigkeitstiefe im Rohrlinneren [m],
RFRIC	Drosselkoeffizient.

¹¹ In einem geschlossenen Kreislauf muß die Summe aller HGT's Null ergeben.

¹² Die den Materialindizes zugeordneten Materialien sind in Abschnitt 4 aufgeführt.

Datensatz 1.2 Sektions-Spezifizierung primärseitig

AREAG	freier Strömungsquerschnitt [m ²],
HYDG	hydraulischer Durchmesser [m],
DA	äusserer Durchmesser der Wärmetauscher-Rohre [m],
DKB	Wanddicke der Wärmetauscher-Rohre [m],
GHTC	Anpassungsfaktor für den primärseitigen Wärmeübergang (dimensionslos),
GFRC	Geometrie-Faktor für den primärseitigen Reibungskoeffizienten (dimensionslos),
CURV	Rohrkrümmungs-Parameter (Verhältnis des Rohrdurchmessers zum Krümmungsdurchmesser).

Datensatz 2 : Zweiphasen-Korrelationen

- CCOND** Kondensationskoeffizient (dimensionslos),
(C_B in Formel (2.4.9)), empfohlener Wert: 0,4 ,..., 0,6 ,
- CEVA** Verdampfungskoeffizient (dimensionslos),
(C_{ev} in Formel (2.4.36))
- CSLP** Parameter für die Schlupf-Korrelation (dimensionslos),
Wenn $CSLP \geq 1$ gesetzt wird, berechnet das Programm das Schlupfverhältnis aus der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Korrelation. Für $CSLP < 1$ wird das Schlupfverhältnis konstant gleich $1 + C_{SLP}$ gesetzt.
- CBG** Parameter für die Dampfblasen-Erzeugungsrate (dimensionslos),
(C_{BG} in Formel (2.4.26)), empfohlener Wert: 0,4.

Datensatz 3 : Primärtemperatur-Iteration

- ITMAXT** maximal zugelassene Iterationszahl,
- ERMAXT** maximal zugelassenes Fehler-Residuum [$^{\circ}\text{C}$],
- TGSTEP** Suchschrittlänge für die Iteration [$^{\circ}\text{C}$],
- TGMIN** Untere Temperaturgrenze für die Iteration [$^{\circ}\text{C}$],
- TGMAX** Obere Temperaturgrenze für die Iteration [$^{\circ}\text{C}$],
- KT** Steuerindex für die iterative Berechnung der Gastemperatur im Anfangszustand
- $KT = 0$ keine iterative Berechnung der Gastemperatur (nur bei Gleichstrom Dampferzeugern sinnvoll, wenn die primärseitige Eintrittstemperatur vorgeben ist, nicht jedoch die Austrittstemperatur).
- $KT = 1$ Iterative Berechnung der Gastemperatur bei Gegenstrom, wenn die Eintrittstemperatur vorgeben ist, nicht jedoch die Austrittstemperatur. TGA aus Datensatz 10 wird als erster Schätzwert für die zu berechnende Austrittstemperatur verwendet.
- ITTEST** Index für das Ausdrucken der Iterationsschritte
Ausdruck erfolgt, wenn $ITTEST \neq 0$ gesetzt wird.

Datensatz 4 : Dampfanteil-Iteration

- ITMAXF** maximal zugelassene Iterationszahl für den lokalen Dampfanteil,
- ERMAXF** maximal zugelassenes Fehler-Residuum für den Dampfanteil (dimensionslos),
- RELXE0** Relaxationskoeffizient für die Dampfanteil-Iteration
empfohlener Wert: 0,3 ,..., 0,4 .
- IVTEST** Index für das Ausdrucken der Iterationschritte,
Ausdruck erfolgt, wenn IVTEST \neq 0 gesetzt wird.

Datensatz 5 : Sekundärdruck-Iteration

- ITMAXP** maximal zugelassene Iterationszahl zur Erfüllung einer vorgegebenen Druck-Randbedingung,
- ERMAXP** maximal zugelassenes Fehler-Residuum für den Druck [bar],
- STPMIN** untere Grenze für den lokalen Druck , für den Wasser-Stoffwerte berechnet werden [bar],
empfohlener Wert: 1/10 des niedrigsten vorkommenden Drucks,
- IPTEST** Index für das Ausdrucken der Iterationschritte,
Ausdruck erfolgt, wenn IPTEST \neq 0 gesetzt wird.

Datensatz 6 : Korrektor-Iteration

NKORR0 maximale Zahl der Korrektor-Iterationen für den stationären Anfangszustand,

NKORR dto. für die transiente Rechnung,

Die nachfolgenden Werte sind Iterationstoleranzen für die Korrektor-Iteration. Sie beziehen sich jeweils auf die maximalen Änderungen der angegebenen Größen in zwei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten. Die Korrektor-Iteration wird vor Erreichen von **NKORR** beendet, wenn die maximalen Änderungen aller angeführten Größen die Toleranzen unterschreiten.

SEK.PR Sekundär-Druck [bar],

SEK.MF Relative Massenstromänderung sekundär,

SEK.T Fluid-Temperatur sekundär [$^{\circ}\text{C}$],

SEK.X Dampfqualität,

PRIM.T Gastemperatur primär [$^{\circ}\text{C}$],

WAND.T Wand-Temperatur [$^{\circ}\text{C}$],

IKTEST Index für das Ausdrucken der Iterationschritte,
Ausdruck erfolgt, wenn **IKTEST** $\neq 0$ gesetzt wird.

Datensatz 7 : Daten-Ausgabe

LOUTP Index zur Steuerung der Datenausgabe

LOUTP = 0 ausführliche Datenausgabe in Zeitintervallen der Größe DTOUTP ab Zeitpunkt TMAN, d.h. für die Zeitpunkte $T = TMAN + n \times DTOUTP$. In den davor bzw. dazwischen liegenden Zeitschritten erfolgt die Datenausgabe lediglich in Kurzfassung. Der Anfangszeitpunkt TMAN wird in Datensatz 8 spezifiziert.¹³

LOUTP = 1 Kurzfassung der Datenausgabe für alle Zeitschritte¹³

LOUTP = 2 Ausgabe wie bei *LOUTP* = 0, in den Zwischenintervallen jedoch keine Datenausgabe¹³

LOUTP = 3 wie bei *LOUTP* = 2, jedoch nur Kurzfassung der Datenausgabe¹³

KPPR Steuerindex für die Ausgabe der Druckverteilung
Die zusätzliche Ausgabe erfolgt bei jeder ausführlichen Datenausgabe, wenn $KPPR \neq 0$ gesetzt wird.

LTEST Steuerindex für die Ausgabe der VAR-Matrix (s. Abschnitt 7).
Die Ausgabe erfolgt, wenn $LTEST \neq 0$ gesetzt wird.

¹³ Für den ersten sowie für den letzten gerechneten Zeitschritt erfolgt grundsätzlich eine ausführliche Datenausgabe.

Datensatz 8 : Plot- und Restart-Steuerung.

- IPLOT** Steuerindex für die Speicherung von Daten auf die Graphik-Datei.
Die Datei wird angefordert und beschrieben, wenn $IPLOT \neq 0$ gesetzt wird.
- IRSTOR** Steuerindex für das Abspeichern der Restartdaten. auf logische Einheit 15 bzw. 16
- $IRSTOR = 0$ es wird keine Restart-Datei zur Datenspeicherung angefordert und beschrieben,
- $IRSTOR = 1$ die Daten für einen Restart werden auf die logische Einheit 15 geschrieben
- $IRSTOR = 2$ die Daten für einen Restart werden auf die logische Einheit 16 geschrieben
- IRRETR** Steuerindex für die Datei zur Rückgewinnung von Restart-Daten.
- $IRRETR = 0$ es wird keine zusätzliche Datei angefordert,
- $IRRETR = 1$ bei einem Restartlauf werden die Daten zur Rückgewinnung der Restart-Daten von der logischen Einheit 15 gelesen,
- $IRRETR = 2$ bei einem Restartlauf werden die Daten zur Rückgewinnung der Restart-Daten von der logischen Einheit 16 gelesen.
- TRESTA** Startzeit des Restartlaufes [s], (Wird nur bei $IRSTOR \neq 0$ benutzt).
Die Anfangsbedingungen werden von der durch die Angabe von $IRRETR$ festgelegten logischen Einheit gelesen. Ist der Zeitpunkt nicht vorhanden, so wird der nächst größere gewählt.

Anmerkung: Im Falle eines Restart-Laufes mit *gleichzeitigem* Abspeichern von Daten für einen evtl. anschließenden neuen Restart-Lauf (gleichzeitige Angabe von $IRSTOR$ und $IRRETR$) sind folgende Punkte zu beachten:

- Die beiden Variablen $IRSTOR$ und $IRRETR$ *müssen* verschiedene Werte haben, andernfalls werden die Restart-Daten zerstört. Falls die gleiche Datei zum Lesen und Speichern benutzt werden soll, ist $IRSTOR = 1$ und $IRRETR = 0$ zu setzen. Dies kann zu einer partiellen Zerstörung von alten Daten führen (siehe Abschnitt 8).
- Auf die durch $IRSTOR$ bestimmte Ausgabe-Datei werden die bis zum Restart-Zeitpunkt berechneten Werte von der durch $IRRETR$ bestimmten Eingabe-Datei umkopiert, falls $IRRETR \neq 0$ ist.

Datensatz 9 : Zeitschrittsteuerung

DTMAX	Standard-Schrittweite und größte zugelassene Zeitschrittlänge [s] bei programminterner Zeitschritt-Verdopplung,
DTMIN	kleinste zugelassene Zeitschrittlänge [s] bei programminterner Zeitschritt-Halbierung,
DTOUTP	Zeitintervall [s], in dem eine ausführliche Datenausgabe erfolgt. In den Zwischenzeitschritten erfolgt eine Kurzfassung der Datenausgabe (siehe Datensatz 7, Steuerindex LOUTP), ¹⁴
TMEND	Endzeitpunkt [s], an der die transiente Rechnung beendet wird,
TMAN	Anfangszeitpunkt [s], ab dem eine ausführliche Datenausgabe erfolgt.

Datensatz 10 : Randbedingungen Primär

TGA	Primärseitige Fluidaustritts-Temperatur [°C]. (siehe Datensatz 3),
KGTMP	Steuerindex für die Berechnung der primärseitigen Gastemperatur
	<i>KGTMP</i> = 0 Die Gas-Temperatur wird in jedem Zeitschritt entsprechend den momentanen Randbedingungen neu berechnet.
	<i>KGTMP</i> ≠ 0 Die Gastemperatur wird auf den im Anfangszustand berechneten Werten festgehalten.

¹⁴ Wird DTOUTP = 0 gesetzt, so erfolgt die Datenausgabe für jeden Zeitschritt.

Datensatz 11 : Randbedingungen Absolutdruck

- KTPP** Steuerindex für die Randbedingungen der primärseitigen Impulsgleichung.
- KTPP = 0* Systemdruck und Massenstrom am Eintritt sind vorgegeben, Druck und Massenstrom am Austritt werden als abhängige Größen berechnet.
Vorgabe: Datensätze 14.2 und 14.1.
- KTPP > 0* Die Systemdrücke am Eintritt und Austritt sind vorgegeben, die Massenströme am Ein- und Austritt werden als abhängige Größen berechnet.
Vorgabe: Datensatz 14.2. Der Austrittsdruck PGN wird entweder auf dem stationären Anfangswert festgehalten (Default) oder muß im Unterprogramm CONTRL als Funktion der Zeit vorgeben werden. Die Vorgabe des Massenstroms durch Datensatz 14.1 wird nicht benutzt. Diese Option ist nicht für den stationären Anfangszustand wirksam. Für den Anfangszustand gilt stets $KTPP = 0$.
- KTPS** Steuerindex für die Randbedingungen der sekundärseitigen Impulsgleichung.
- KTPS = 0* Systemdruck und Massenstrom am Eintritt sind vorgegeben, Druck und Massenstrom am Austritt werden als abhängige Größen berechnet.
Vorgabe: Datensätze 14.5 und 14.4. Die Vorgabe des Austritts-Drucks durch Datensatz 14.8 wird nicht benutzt.
- KTPS > 0* Die Systemdrücke am Eintritt und Austritt sind vorgegeben, die Massenströme am Ein- und Austritt werden als abhängige Größen berechnet.
Vorgabe: Datensätze 14.5 und 14.8. Die Vorgabe des Massenstroms durch Datensatz 14.4 wird nicht benutzt. Diese Option ist nicht für den stationären Anfangszustand wirksam. Für den Anfangszustand gilt stets $KTPS = 0$.
- KBLOW** Steuerindex für die Kühlmittelausströmung,
- Wenn KBLOW in der Eingabe $\neq 0$ gesetzt wird, wird Ausströmung unmittelbar aus dem stationären Anfangszustand berechnet. Wenn die Kühlmittelausströmung zu einem Zeitpunkt > 0 erfolgen soll, muß an dieser Stelle $KBLOW = 0$ gesetzt werden und im Unterprogramm CONTRL mit einem Wert $\neq 0$ überschrieben werden, wenn die Bedingungen für die Ausströmung erfüllt sind. Die Kühlmittel-Ausströmung erfolgt stets aus der letzten spezifizierten Sektion. Als Aussendruck wird der mit Datensatz 14.8 zeitabhängig spezifizierte Druck PWEX verwendet. Es ist jedoch auch möglich, PWEX im Unterprogramm CONTRL zu setzen. Der in CONTRL gesetzte Wert überschreibt den Wert aus der Tafel 14.8.

Datensatz 12 : Kühlmittel-Ausströmung

AREALK Ausströmquerschnitt [m^2] ,

AEX Adiabatenexponent.

Datensatz 13 : Bereichsgrenzen der Enthalpie-Tafel

TFPU Untere Grenze für den Druck [bar],

TFPO Obere Grenze für den Druck,

TFTU Untere Grenze für die Temperatur [$^{\circ}\text{C}$],

TFTO Obere Grenze für die Temperatur [$^{\circ}\text{C}$].

Zeitabhängige Funktionen

Es folgen die Eingabedaten für die zeitabhängigen Funktionen. Die Funktionen werden als Wertepaare eingegeben, welche Stützpunkte der Funktionen sind.

Wenn nicht anders angegeben, wird zwischen den Stützpunkten der Tafel linear interpoliert. Vor den ersten und nach dem letzten Zeitpunkt der Tafel werden die Funktionswerte des nächst benachbarten Stützpunkts benutzt.

Die Zeitpunkte der Funktions-Stützpunkte müssen eine monoton steigende Folge bilden, deren Abstände > 0 sind.

Alle Funktionentafeln können im Unterprogramm CONTRL mit dem jeweils angegebenen Variablennamen modifiziert werden. In CONTRL gesetzte Funktionswerte überschreiben die Werte aus den Funktionentafeln.

Das Programm erwartet die Eingabe von insgesamt 9 Zeitfunktionen. Es sind deshalb stets alle 9 Datensätze einzugeben. Sollen für eine Funktion keine Vorgaben gemacht werden, so ist eine Eingabe der folgenden Form erforderlich:

0, 0.0, 0.0

Die Daten für die Zeitfunktionen sind zur Erleichterung der Orientierung von den vorhergehenden Daten durch eine Kommentarzeile getrennt, die mit maximal 80 alphanumerischen Zeichen aufgefüllt werden kann.

Datensatz 14.1 : Eingprägter Primär-Massenstrom.
Variablenname: GMSIN.

N Anzahl der für diese Funktion angegebenen Wertepaare,
XSTRM1(I) Zeitpunkt [s], an dem der nachfolgende Wert gültig wird,
YSTRM1(I) Massenstrom [kg/s] zum Zeitpunkt XSTRM1(I).
(I = 1,...,N)

Anmerkung: Bei Gegenstrom ist der Primärmassenstrom mit negativem Vorzeichen einzugeben.

Datensatz 14.2 : Eingprägter Druck am Primärkanal-Eintritt.
Variablenname: PGIN.

N Anzahl der für diese Funktion angegebenen Wertepaare,
XDRUK1(I) Zeitpunkt [s], an dem der nachfolgende Wert gültig wird,
YDRUK1(I) Druck [bar] zum Zeitpunkt XDRUK1(I).
(I = 1,...,N)

Datensatz 14.3 : Eingprägte Gastemperatur am Primärkanal-Eintritt.
Variablenname: TGIN.

N Anzahl der für diese Funktion angegebenen Wertepaare,
XTEMP1(I) Zeitpunkt [s], an dem der nachfolgende Wert gültig wird,
YTEMP1(I) Temperatur [°C] zum Zeitpunkt XTEMP1(I).
(I = 1,...,N)

Datensatz 14.4 : Eingepägter Sekundär-Massenstrom.

Variablenname: SMFIN.

N Anzahl der für diese Funktion angegebenen Wertepaare,
XSTRM2(I) Zeitpunkt [s], an dem der nachfolgende Wert gültig wird,
YSTRM2(I) Massenstrom [kg/sec] zum Zeitpunkt XSTRM2(I).
(I = 1,...,N)

Datensatz 14.5 : Eingepägter Druck am Sekundärkanal-Eintritt.

Variablenname: PWIN.

N Anzahl der für diese Funktion angegebenen Wertepaare,
XDRUK2(I) Zeitpunkt [s], an dem der nachfolgende Wert gültig wird,
YDRUK2(I) Druck [bar] zum Zeitpunkt XDRUK2(I).
(I = 1,...,N)

Datensatz 14.6 : Eingepägte Temperatur am sekundärseitigen Speisewasser-Eintritt.

Variablenname: TWIN.

N Anzahl der für diese Funktion angegebenen Wertepaare,
XTEMP2(I) Zeitpunkt [s], an dem der nachfolgende Wert gültig wird,
YTEMP2(I) Temperatur [°C] zum Zeitpunkt XTEMP2(I).
(I = 1,...,N)

Datensatz 14.7 : Eingeprägte Dampfqualität am sekundärseitigen Speisewasser-Eintritt.
Variablenname: XIN.

N Anzahl der für diese Funktion angegebenen Wertepaare,
XDAMPF(I) Zeitpunkt [s], an dem der nachfolgende Wert gültig wird,
YDAMPF(I) Dampfqualität zum Zeitpunkt XDAMPF(I).
(I = 1,...,N)

Datensatz 14.8 : Eingepägter Druck am Sekundärkanal-Austritt.
Variablenname: PWEX.

N Anzahl der für diese Funktion angegebenen Wertepaare,
XAUSDR(I) Zeitpunkt [s], an dem der nachfolgende Wert gültig wird,
YAUSDR(I) Druck [bar] zum Zeitpunkt XAUSDR(I).
(I = 1,...,N)

Datensatz 14.9 : Zeitschritt-Länge. Variablenname: DT.

N Anzahl der für diese Funktion angegebenen Wertepaare,
XDT(I) Zeitpunkt [s], an dem der nachfolgende Wert gültig wird,
YDT(I) Zeitschrittweite [s], mit der die transiente Rechnung weitergeführt wird.
(I = 1,...,N)

Zwischen den angegebenen Werten wird *nicht* interpoliert. Eine Zeitschritt-Änderung erfolgt erst, wenn der zugehörige Zeitpunkt erreicht oder überschritten wird.

Eingabebeispiel

Gegenstrom-Dampferzeuger, bestehend aus 8 Sektionen, zeitabhängiger Primär- und Sekundär-Massenstrom, Absenkung des sekundärseitigen Austrittsdrucks nach 0.1 s.

SIKADE-2 TESTBEISPIEL 1

0,15, 1, 99.034,4.11,2.4632E-02,4.976320,0.0198,4.E-6,0.	1.1
0.16545E + 01,0.0393,0.0250,0.0026,1.400,0.03195	1.2
0, 3, 1, 12.321,0.51,2.4632E-02,4.976320,0.0198,7.E-6,0.	1.1
0.16545E + 01,0.0393,0.0250,0.0026,1.400,0.03195	1.2
0, 10, 1,49.644,2.06,2.4632E-02,4.976320,0.0198,7.E-6,0.	1.1
0.16545E + 01,0.0393,0.0250,0.0026,1.400,0.03195	1.2
0, 4, 1,12.370,0.56,2.17370E-02,4.674720,0.0186,5.E-6,0.	1.1
0.16545E + 01,0.0393,0.0250,0.0032,1.400,0.03195	1.2
0, 4, 1, 13.410,0.56,2.17370E-02,4.674720,0.0186,1.E-5,0.	1.1
0.16545E + 01,0.0393,0.0250,0.0032,1.400,0.03195	1.2
0, 3, 1, 6.027,0.25,1.81580e-02,4.272600,0.0170,1.E-5,0.	1.1
0.16545E + 01,0.0393,0.0250,0.0040,1.400,0.03195	1.2
0, 3, 1, 7.194,0.30,1.41370E-02,3.770000,0.0150,1.E-5,0.	1.1
0.16545E + 01,0.0393,0.0250,0.0050,1.400,0.03195	1.2
1, 5, 1, 18.70, 18.7,1.96350e-02,3.154200,0.0251,1.E-5,0.	1.1
0.16545E + 01,0.0 ,0.0301,0.0025,1.400,0.03195	1.2
0.39, 1.e + 5, 1.0, 0.4	2
20, 0.01,10.0, 100., 750., 1, 1	3
20, 4.E-3, 0.300, 1	4
20, 1.E-2, 1.0 , 0	5
10, 5, 0.5, 0.1, 0.02, 1.E-4, 0.02, 1.00 , 1	6
0, 0, 0	7
0, 0, 0, 0.0	8
0.50, 0.01, 0. , 150.0, 0.0	9
250.0, 0	10
0, 1, 0	11
0.019635, 1.28	12
0.1, 220., 10., 300.	13
***** ZEITABHAENGIGE FUNKTIONEN *****	14
5 0.0,-48.14, 10.0,-48.14, 30.0,-4.20, 70.0,-4.20, 90.0,-25.0	GMSIN
1 0.0, 40.0	PGIN
1 0.0, 650.0	TGIN
4 0.0,40.00, 10.0, 40.00, 14.0, 0.00, 60.0, 0.00	SMFIN
1 0.0,236.0	PWIN
1 0.0,180.0	TWIN
1 0.0, 0.0	XIN
2 0.0,200.0, 0.10, 40.0	PWEX
8 0.0, 0.20, 0.98, 0.50, 2.0, 0.50, 14.0, 1.0,	
48.0, 2.00, 60.00, 2.00, 110.0, 2.00, 1000.0, 4.0	DT

11

12